Physics

JAN 9 - 1947

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. F. Trendelenburg, E. Thienhaus und E. Franz: Zur Klangwirkung von Klavichord, Cembalo und Flügel 309
2. W. Lottermoser: Klangspektren einer Silbermannorgel 324
3. Gunter Guttwein: Über die linearen und nichtlinearen Verzerrungen beim Schallplattenverfahren 330
4. K. Schuster und W. Matz: Über stationäre Strömungen im Kundtschen Rohr 349
5. Erwin Meyer, Gerhard Buchmann und Arnold Schoch: Eine neue Schallschluckanordnung hoher Wirksamkeit und der Bau eines schallgedämpften Raumes 352
6. Schrifttum 364
7. Nachrichten 372

Sechstes Heft Fünfter Jahrgang Dezember 1940

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10.— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

Professor Dr. Erwin Meyer, Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule, Berlin NW. 87, Franklinstr. 1

*

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an: Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

WECO-DÄMMSTOFFE-DRP.

gegen Schall jeder Art und Stärke (z. T. auch Wärme) entsprechen den bisherigen Forschungsergebnissen, der neuzeitlichen Technik und den Forderungen der Praxis und Erfahrung und besitzen höchsten Dämmwert, gleichbleibende Dauerwirkung, größte Wirtschaftlichkeit, geringste Baustärke, beste Belastungsfähigkeit und weitgehende Immunität gegenüber allen normalen Einflüssen der Praxis.

Tausendfach bewährte WECO-Schalldämmungen auf Grund 25jähriger Erfahrungen im In- und Ausland, zahllose Referenzen von staatlichen, städtischen, industriellen und sonstigen Bauten und Betrieben über von uns ausgeführte Schall-Dämmungen bei Fußböden, Wänden, Auflagern, Maschinen, Fundamenten usw.

WEISS & CO, LEIPZIG C1 / Weco-Schalldämmungen-DRP.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Sechstes Heft | Fünfter Jahrgang | Dezember 1940

Zur Klangwirkung von Klavichord, Cembalo und Flügel

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium I der Siemens-Werke
und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Von F. Trendelenburg, E. Thienhaus und E. Franz

(Mit 12 Textabbildungen)

Einleitung

Bei früheren an der Orgel durchgeführten Untersuchungen hat sich die Methode der Oktavsieboszillographie als sehr leistungsfähig erwiesen[1]). An Hand der Oktavsieboszillogramme konnten insbesondere wichtige Feststellungen über die Eigenart der Klangeinsätze der verschiedenen Orgelregister und über die Klangübergänge im praktischen Orgelspiel gewonnen werden. Es erschien uns aussichtsreich, mit dieser Methode auch die Klangeinsätze beim Klavichord, Cembalo und Flügel zu untersuchen und die Abhängigkeit der Klangübergänge von der Spielart zu ermitteln[2]).

In Abb. 1 ist zum Vergleich die Wirkungsweise der drei Instrumente schematisch gezeigt. Das Klavichord ist der älteste Vorläufer der früheren Hammerklaviere. Die letzte Entwicklungsstufe dieser Reihe ist der heutige Konzertflügel. Das Klavichord tauchte schon im 14. Jahrhundert auf und erlangte später, vor allem zur Zeit Bachs, der einen großen Teil seiner „Klaviermusik" für das Klavichord geschrieben hat, eine sehr große Verbreitung. Beim Klavichord liegen die Saiten quer zu den Tasten. Beim Niederdrücken einer Taste wird der Tastensteg gegen die Saite gedrückt. Der linke Teil der Saite ist mit Filz umwickelt, so daß nur der rechte Teil vom Tastensteg bis zum rechten, auf dem Resonanzboden gelegenen Befestigungspunkt mitschwingen kann. Wird die Taste wieder losgelassen, so dämpft der links befindliche Filz die Schwingungen der Saite sofort ab. Das Klavichord ermöglicht eine Anschlagdynamik in bescheidenen Grenzen. Der Klang ist außerordentlich zart und leise. Das Instrument ist deshalb nur für kleinste Räume geeignet. Doch wird meisterhaftes Klavichordspiel von Liebhabern als ein besonderer Hochgenuß bezeichnet. Wahrscheinlich hat der Klang des Instrumentes gerade wegen der Primitivität des Spielmechanismus seine großen Reize. Das Klavichord ist übrigens das einzige Tasteninstrument, bei dem man den Klang noch nach dem Anschlag von der Taste her beeinflussen kann.

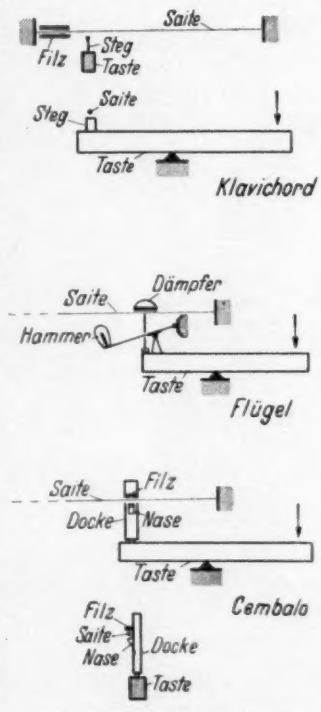


Abb. 1. Wirkungsweise des Spielmechanismus beim Klavichord, Cembalo und Flügel (schematisch)

Beim Flügel wird die Saite unter Zwischenschaltung eines komplizierten Hebelmechanismus, der in

[1]) F. Trendelenburg, E. Thienhaus und E. Franz, Klangeinsätze an der Orgel. Akust. Z. 1 (1936), S. 59; dieselben, Klangübergänge bei der Orgel. Akust. Z. 3 (1938), S. 7.

[2]) Die Untersuchungen wurden an einem Neupert-Klavichord, das uns die Firma Max Porth zur Verfügung gestellt hatte, an einem Cembalo der Firma Maendler-Schramm und einem Steinway-Flügel (Nr. B 202247, Länge 211 cm) durchgeführt. Wir sind Herrn Porth, Herrn Maendler und Herrn Kühne von der Firma Steinway & Sons für die freundliche Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet.

der Abb. 1 nicht gezeichnet ist, mit einem befilzten Hammer angeschlagen. Die besondere Konstruktion der Flügelmechanik gestattet eine sehr differenzierte Anschlagdynamik. Während das Klavichord im allgemeinen eine, höchstens zwei Saiten für jede Taste hat, besitzt der Flügel, zumindest in der mittleren und hohen Lage, für jede Taste drei Saiten.

Neben der vom Klavichord bis zum Flügel reichenden Entwicklungsreihe steht das Cembalo. Dieses Instrument ist mit der Orgel wesensverwandt, denn es hat zwei Manuale und mehrere Register, meist vier, die wechselweise eingeschaltet werden können[3]). Beim Cembalo wird die Saite angezupft. Auf dem hinteren Ende der Taste steht eine Docke aus Holz, die mit einer Ledernase versehen ist. Und zwar sitzt die Nase an einem kleinen, in der Docke leicht beweglichen Hebel. Wenn die Docke emporschnellt, wird die Saite von der Nase angerissen. Läßt man die Taste wieder los, so fällt die Docke herunter, vermöge des kleinen Hebels kann die Nase der Saite ausweichen, und die Schwingungen werden durch das Filzstück augenblicklich abgedämpft. Ein Pedal nach Art des rechten Pedals beim Flügel, das alle Dämpfer gleichzeitig abzuheben erlaubt, besitzt das Cembalo nicht. Auch ist beim Cembalo eine Anschlagdynamik wie beim Flügel nicht vorhanden. Hier tritt an Stelle der dynamischen Nuancierung das Registrieren.

listen sowie nach eigenen subjektiven Beobachtungen läßt sich auch am Cembalo mit einem starken Anschlag ein etwas lauterer Klang erzielen als es bei einem schwachen Anschlag der Fall ist. Es gelang uns, den Schallstärkenunterschied bei starkem und schwachem Anschlag mit Hilfe einer besonderen Schallstärken-Meßanordnung objektiv nachzuweisen. Die dazu benutzte Apparatur enthielt eine empfindliche Gastriodenschaltung, die das Überschreiten einer bestimmten Schallstärke eindeutig anzuzeigen gestattete. Der Verstärkungsgrad des Schallstärkemessers ließ sich nun ohne weiteres so einregeln, daß die Gastriode bei starkem Anschlag des Cembalos jedesmal zündete, während sie bei schwachem Anschlag stets ungezündet blieb. Dieser Nachweis dürfte für die Cembalotechnik und -pädagogik von einiger Bedeutung sein, um so mehr, als unser Meßergebnis im Gegensatz steht zu der gerade in Fachmusikerkreisen weit verbreiteten Ansicht, daß es vollständig gleichgültig sei, wie stark man beim Cembalo die Tasten anschlüge.

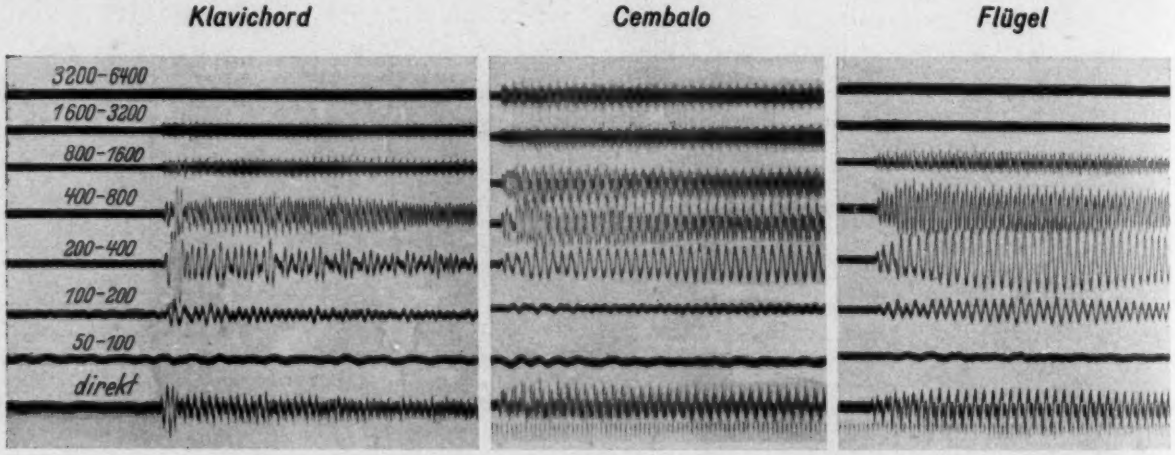


Abb. 2. Klangeinsatz auf Taste c^1 beim Klavichord, Cembalo und Flügel (ohne Pedal)

Eine gewisse, wenn auch geringe Möglichkeit, die Stärke des Cembaloklanges durch den Anschlag zu beeinflussen, ist übrigens, was allgemein wenig bekannt ist, doch gegeben: Nach den Erfahrungen eines uns bekannten Cemba-

[3]) Die Disposition des Cembalos ist in der Regel: Unteres Manual: 16′, 8′, Koppel, Lautenzug für 16′. Oberes Manual: 8′, 4′, Lautenzug für 8′.

a) Einzelne Klangeinsätze

Abb. 2 zeigt für die drei untersuchten Instrumente jedesmal den Klangeinsatz auf der Taste c^1. Der Grundton ist 260 Hz. Der untere Kurvenzug gibt den Gesamtschall, d. h. ohne Zwischenschaltung eines elektrischen Filters. Darüber sind die in den verschiedenen Oktavbereichen gelegenen Komponenten aufgezeich-

net. Das dargestellte Kurvenstück entspricht einer Zeit von etwa 140 ms. Es fällt zunächst auf, daß das Cembalo bei weitem den größten Reichtum an hohen Teiltönen hat; sie setzen äußerst scharf und mit voller Stärke ein. Das ist bei der Anregung der Saite durch Zupfen auch durchaus einleuchtend. Beim Klavichord sind die hohen Teiltöne relativ etwas schwächer, beim Flügel überwiegt der Grundton[4]).

Das Klavichord hat einen stoßartigen Klangeinsatz mit stark unharmonischem Gepräge. Von einer sauberen Periodizität ist zu Beginn des Schallvorganges nichts zu bemerken. Cembalo und Flügel schwingen, jedenfalls mit den unteren Teiltönen, etwas langsamer ein und zeigen schon nach wenigen Perioden ein regelmäßiges Oszillogramm. Die größte Amplitude ist beim Klavichord schon nach 8 ms erreicht, beim Cembalo und Flügel dagegen erst nach 70—80 ms. Demgemäß ist auch beim Klavichord die Dämpfung bei weitem am größten.

Abb. 3 zeigt Klangeinsätze der Tasten C^{-1}, C, c^0, c^2, c^3, c^4, c^5 beim Flügel. Im allgemeinen erfolgt der Einsatz ziemlich scharf und markant. Bei einzelnen höheren Tönen ist allerdings ein kurzdauerndes, schwebungsartiges Einschwingen festzustellen, das wohl auf Kopplungsschwingungen zwischen den Saiten und dem Resonanzboden zurückzuführen sein dürfte (vgl. auch Anm. 4).

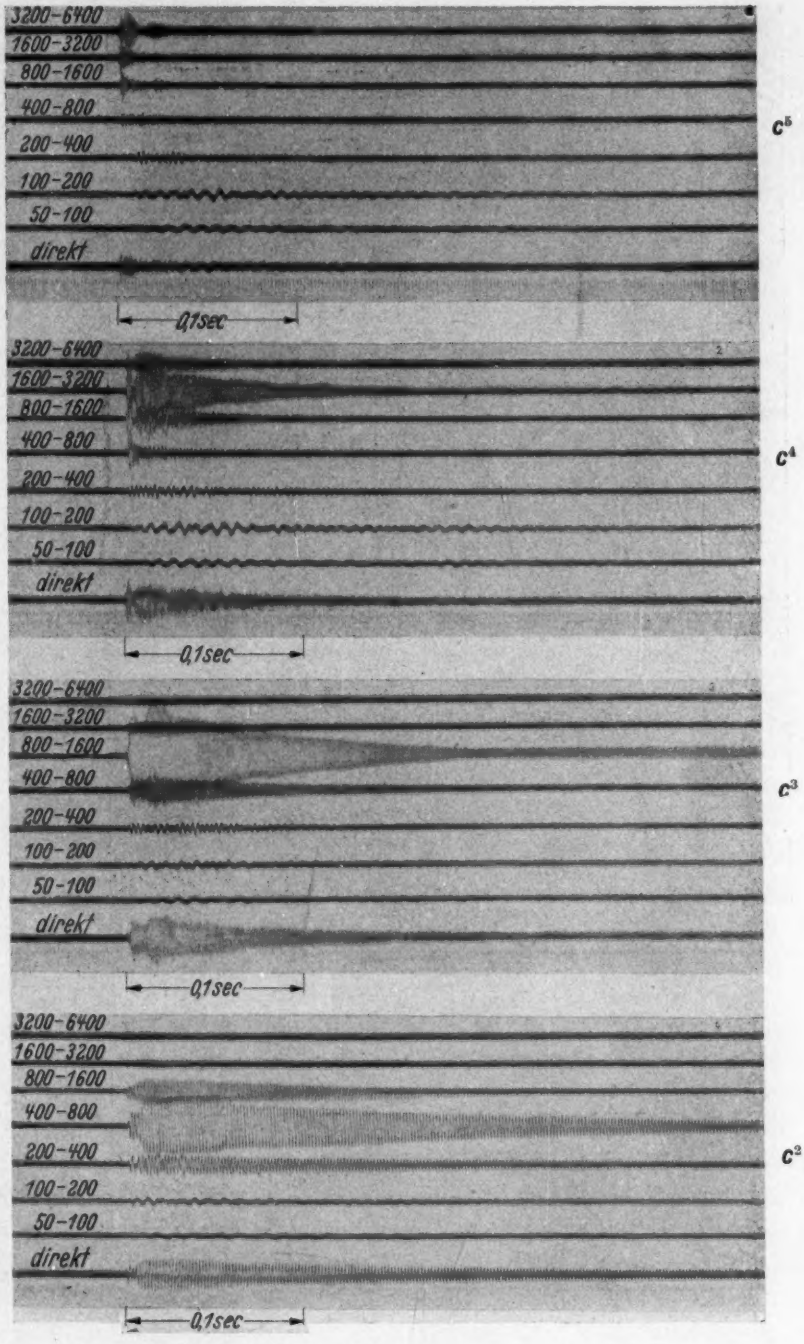


Abb. 3a. Klangeinsätze auf den C-Tasten beim Flügel (ohne Pedal, Anschläge *f*)

Insbesondere in den höheren Tonlagen tritt aber deutlich eine bereits früher beobachtete Erscheinung auf[5]). Die tiefste überhaupt vor-

[4]) Vgl. hierzu: E. Meyer und G. Buchmann, Die Klangspektren der Musikinstrumente. Berl. Ber., Phys.-math. Kl. 32 (1931), S. 735.

[5]) Vgl. Anm. 4; ferner F. Trendelenburg u. E. Franz, Sprachuntersuchungen mit Siebketten und Oszillograph. Wiss. Veröff. Siemens-Werk 15/2 (1936), S. 78.

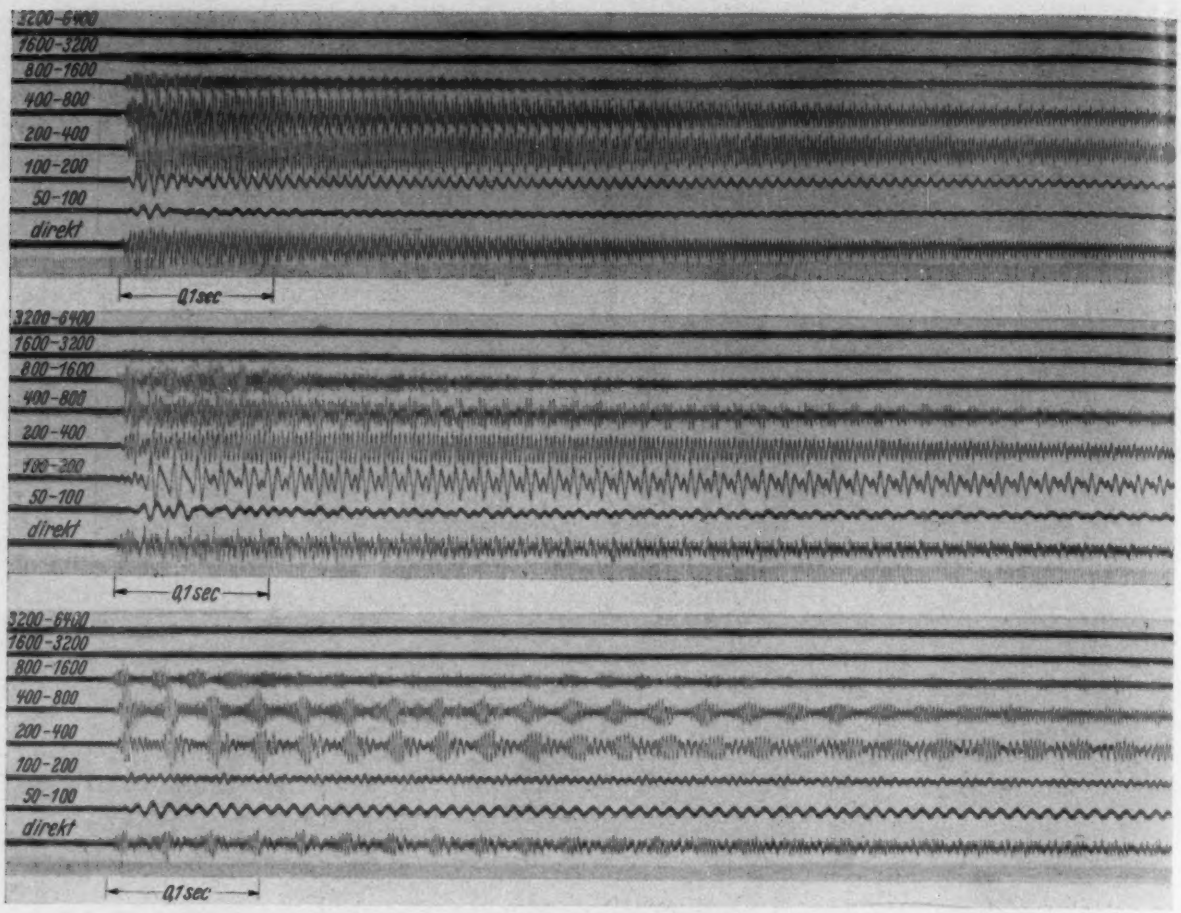


Abb. 3b. Klangeinsätze auf den C-Tasten beim Flügel (ohne Pedal, Anschläge *f*)

handene Komponente ist nämlich nicht etwa der Grundton des angeschlagenen Klanges, sondern es zeigen sich mit erheblicher Stärke Komponenten, die noch weit unterhalb des Grundtones liegen. Wir hielten es für wichtig zu prüfen, ob diese tiefen Komponenten auf das Geräusch der Tastatur beim Anschlag zurückzuführen sind oder ob an ihrem Zustandekommen nicht vielleicht die durch die Unstetigkeit im ersten Augenblick des Saitenanschlages erregten abklingenden Eigenschwingungen des Resonanzbodens und sonstiger resonierender Teile mitwirken. Zu diesem Zweck wurde unmittelbar nacheinander die Taste angeschlagen und sodann eine Saite des gleichen Tones mit einem kleinen Haken angezupft. Die Oktavsieboszillogramme in Abb. 4 zeigen, daß auch beim Anzupfen Komponenten auftreten, die unterhalb des Grundtones der angezupften Saite liegen. Man kann daher folgern, daß tatsächlich durch die Unstetigkeit im ersten Augenblick des Anschlages freie abklingende Eigenschwingungen des Resonanzbodens und sonstiger resonierender Teile ausgelöst werden. Die in den tiefsten Sieben liegenden Komponenten sind allerdings beim Anzupfen schwächer als bei Betätigung der Taste. In den tiefen Frequenzbereichen ist also offenbar auch ein Einfluß des Tastengeräusches vorhanden. Besonders anschaulich läßt sich die Wirkung des Tastengeräusches dann erkennen, wenn man eine Taste anschlägt, deren zugehöriger Hammer ausgebaut wurde. Abb. 5 zeigt den normalen Anschlag auf Taste c^3 und den Schalleinsatz beim Anschlag der Taste d^3 bei ausgebautem Hammer. Man beobachtet im wesentlichen eine Art Klopfgeräusch, das

durch den Aufprall der Taste auf den Klaviaturboden entsteht.

Die Klangeinsätze des Cembalos für die Tasten C, c^0, c^2, c^3 sind in Abb. 6 dargestellt, und zwar sind die betreffenden Oktavsieboszillogramme am 8′ des unteren Manuals aufgenommen worden. Auch diese Oszillogramme lassen, ähnlich wie beim Flügel, Komponenten erkennen, deren Frequenz tiefer liegt als diejenige des Grundtones des angeschlagenen Klanges. Die tieferen Komponenten treten allerdings nicht ganz so stark wie beim Flügel hervor. Das dürfte zumindest zu einem Teil an der stärkeren Dämpfung des Cembalo-Resonanzbodens liegen. Beim Cembalo lassen sich die durch die Unstetigkeit im ersten Augenblick des Anreißens der Saite hervorgerufenen unharmonischen Komponenten vom Tastengeräusch dadurch verhältnismäßig leicht trennen, daß man einmal die Saite mit der Docke von Hand aus anreißt und das andere Mal eine Taste betätigt, ohne ein Register einzuschalten. Abb. 7 zeigt, daß — ähnlich wie beim Flügel — die Komponenten der tiefsten Lagen vom Tastengeräusch, die der höheren Lagen von der Unstetigkeit des Anreißens herrühren. Insgesamt ist festzustellen, daß die Schwingungen des Cembalos rascher abklingen als diejenigen des Flügels. Bemerkt sei noch, daß die Einschaltung des Lautenzuges (Abb. 8) dazu führt, daß die höchsten Komponenten sehr viel stärker gedämpft sind als es beim Spiel ohne Lautenzug der Fall ist[6]). Die Aufnahmen stammen von 16′ auf Taste c^2.

In Abb. 9 sind die Klangeinsätze auf den Tasten C, c^0, c^2, c^3 des Klavichords zusammengestellt. Das scharfe Anspringen und der anfangs unregelmäßige Verlauf der Oszillogramme in allen Siebbereichen, sowie die stärkere Dämpfung, die diejenige des

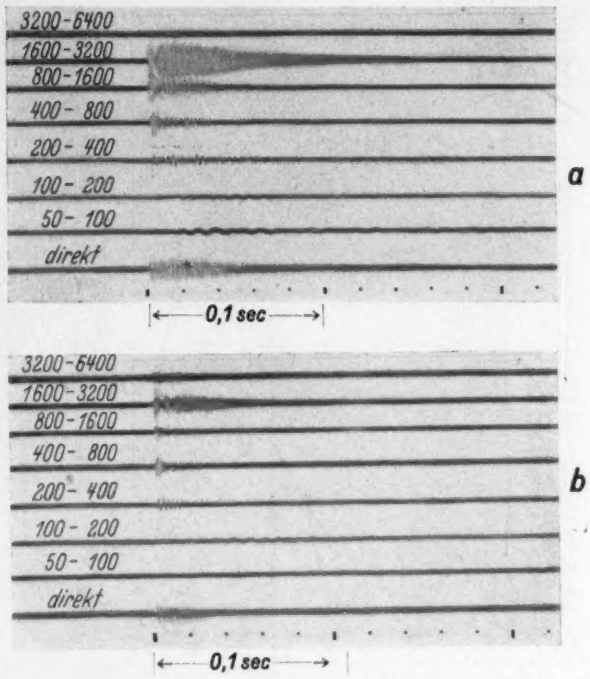


Abb. 4. a = Anschlag und b = Anzupfen einer Saite auf Taste c^4 beim Flügel (ohne Pedal)

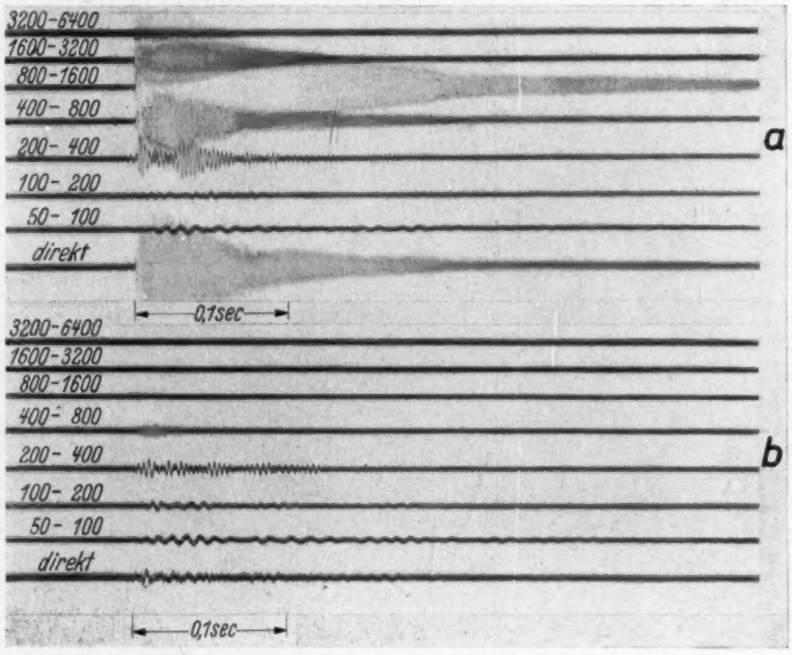


Abb. 5. a = Anschlag auf Taste c^3, b = Anschlag der Taste d^3 mit ausgebautem Hammer beim Flügel (ohne Pedal)

[6]) Bei Betätigung des Lautenzuges wird am Ende jeder Saite ein dämpfendes Filzstückchen angelegt.

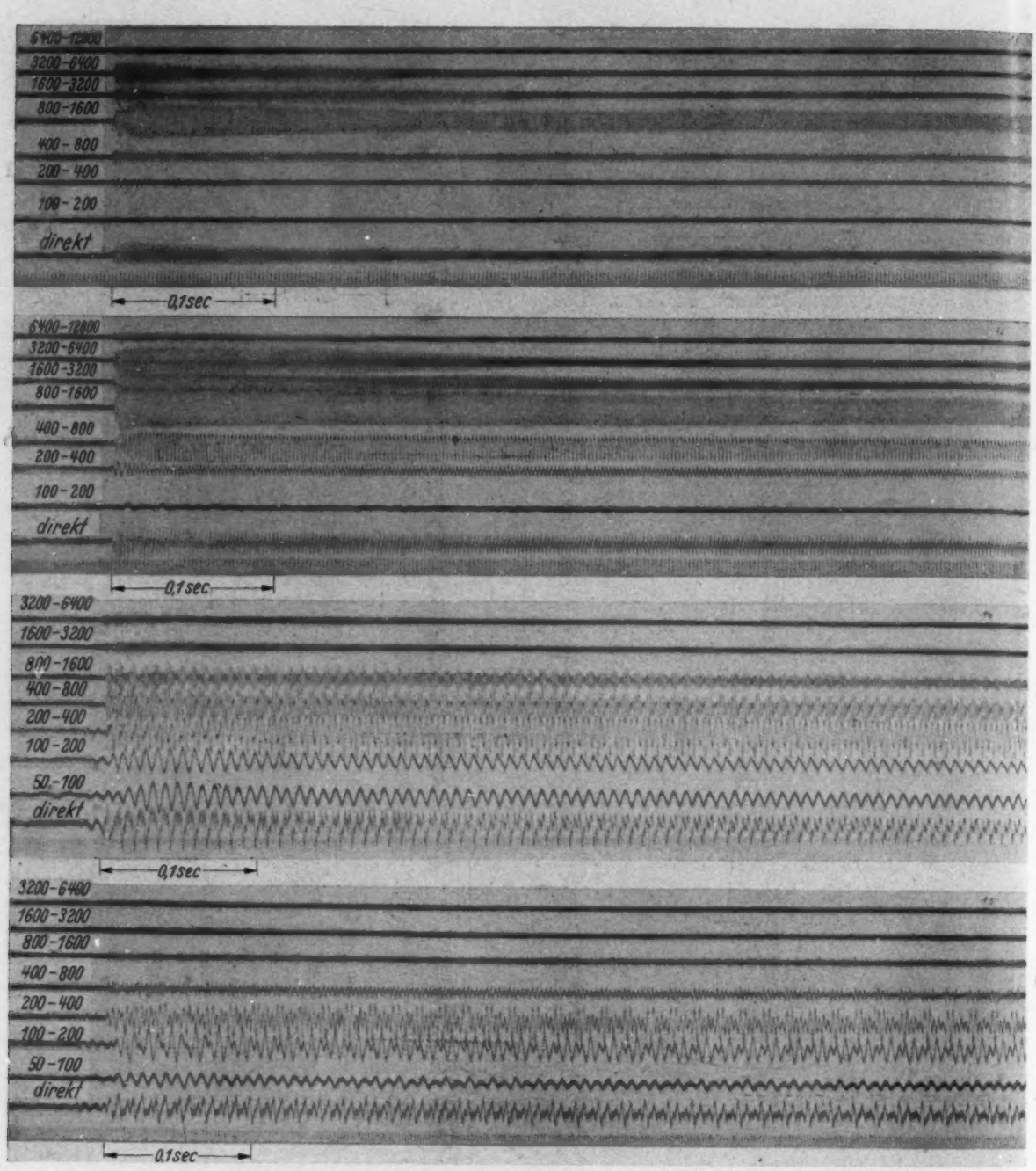


Abb. 6. Klangeinsätze auf den C-Tasten beim Cembalo (8′ des unteren Manuals)

Cembalos und des Flügels bedeutend übertrifft, sind kennzeichnend für dieses Instrument. Den Einfluß etwaiger durch Stoß angeregter Eigenschwingungen des Resonanzbodens haben wir am Klavichord nicht besonders untersucht, da gegenüber den am Flügel und Cembalo gewonnenen Ergebnissen nichts grundsätzlich Neues zu erwarten war.

b) Wirkung des Pedals beim Flügel

Wir haben versucht, beim Flügel den Einfluß des Pedals, und zwar des rechten Pedals, aus

den Oktavsieboszillogrammen der Klangeinsätze festzustellen. Bei einer Reihe von Aufnahmen wurde eine Taste einmal ohne und einmal mit niedergedrücktem Pedal mit möglichst gleichbleibender Stärke angeschlagen. Es hat logarithmisch arbeitenden Pegelschreiber. Die Anschläge wurden stets fortissimo ausgeführt; der Akkord war ein 8stimmiger F-dur-Akkord mit der Zusammensetzung F^{-1}, A^{-1}, C, F, f^0, a^0, c^1, f^1. Die Zeit läuft von rechts nach links. Das

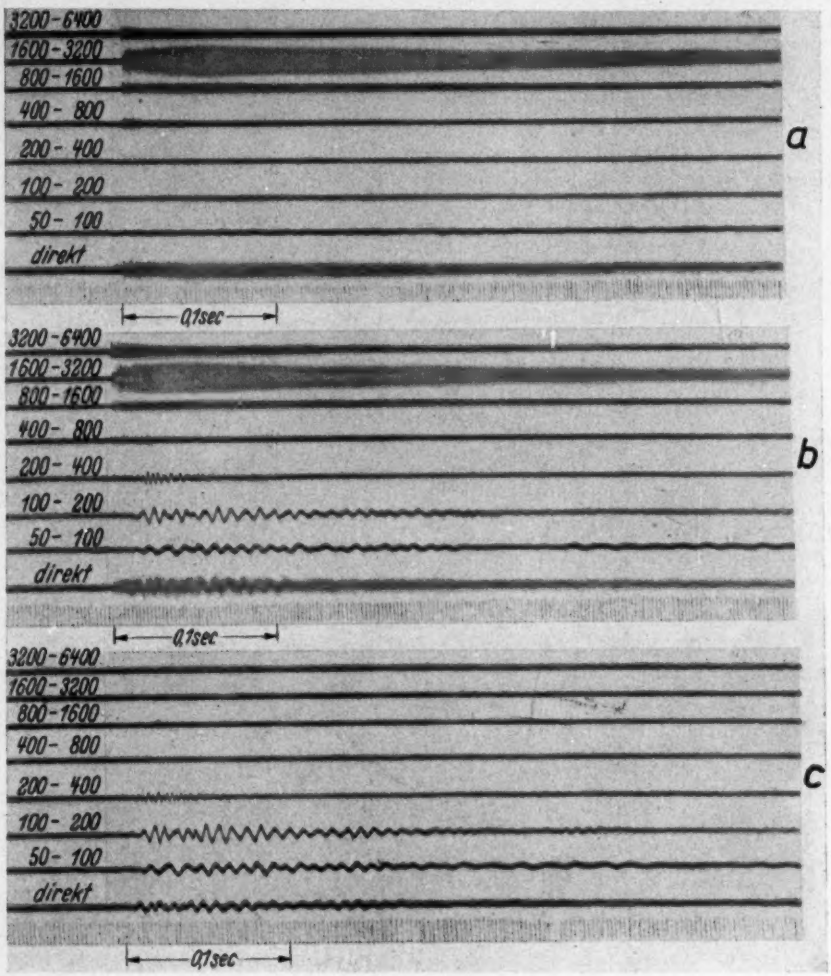


Abb. 7. a = Anzupfen, b = Anschlag einer Saite auf Taste c^3 beim Cembalo (4′ des oberen Manuals), c = Anschlag der Taste ohne Einschaltung eines Registers (stummer Anschlag)

sich jedoch gezeigt, daß die Klangeinsätze in beiden Fällen nicht nennenswert verschieden aussehen. Die Wirkung des Pedals äußert sich vielmehr fast ausschließlich in den Ausklingvorgängen. Die Kurven der Abb. 10 zeigen das Nachklingen zweier einzelner Töne und eines Akkordes innerhalb bestimmter Siebbereiche[7]). Die Aufnahmen erfolgten mit einem rechte Diagramm stellt das Ausklingen der jeweils angeschlagenen Saiten allein dar (ohne Pedalbenutzung), während bei den linken Diagrammen sämtliche Saiten des Instrumentes frei mitschwingen konnten (Pedal getreten). Bei der Aufnahme a der Abb. 10 war das Sieb 100—200 Hz eingeschaltet, d. h. die Abklingkurve gibt im wesentlichen das Verhalten des 3., 4. und 5. Teiltones der Saite D^{-1} wieder. In Aufnahme b ist das Abklingen des Grundtones

[7]) Nach einer noch unveröffentlichten Untersuchung von E. Thienhaus.

der drei Saiten d^1 gezeigt (Sieb 200—400 Hz). Bei Aufnahme c sollten innerhalb des ganzen Frequenzbereiches möglichst viele verschiedene Frequenzen angeregt werden, um dann festzustellen, wie in einem solchen Fall der zeitliche Verlauf der Schwingungsenergie aussieht, die Es bestätigt sich, daß die Abklingkurven der Klavierklänge alles andere sind als Exponentialkurven[10]). Die Kurve a rechts zeigt den bekannten Knick, der besagt, daß die Dämpfung im Frequenzbereich 100—200 Hz bei einer bestimmten Amplitude plötzlich von 2,5 db/sec

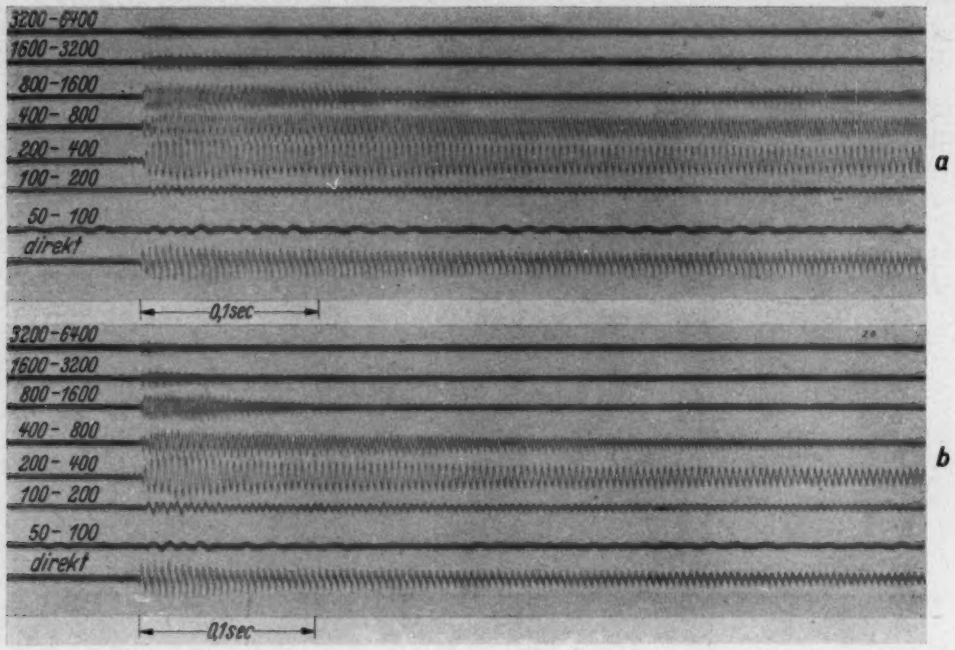


Abb. 8. Klangeinsätze auf Taste c^2 beim Cembalo; a) ohne Lautenzug, b) mit Lautenzug (16′ des unteren Manuals)

innerhalb eines bestimmten Oktavbereiches (75—150 Hz) abgestrahlt wird[8]).

Die Ausklingzeiten der Flügelklänge werden durch die Pedalbenutzung wesentlich verlängert. Im unteren Klaviaturbereich konnten vielfach erstaunlich lange Werte beobachtet werden. So geht z. B. bei der Kurve c links auf Abb. 10 der Schalldruck erst in ca. 60 sec um 45 db herunter. Diese Dämpfung von 0,75 db/sec würde, raumakustisch gesprochen, einer Nachhallzeit von 80 sec entsprechen[9]).

auf 0,5 db/sec zurückgeht. Diese Kurve fällt aber immerhin noch monoton ab. Die anderen

[8]) Abklingkurven, die grundsätzlich ähnlich aussehen, haben schon GRÜTZMACHER und LOTTERMOSER im Zusammenhang mit der Saitenstimmung aufgenommen, allerdings ohne Benutzung von Oktavsieben. Vgl. M. GRÜTZMACHER und W. LOTTERMOSER, Neuere Untersuchungen an Flügeln. Akust. Z. 1 (1936), S. 49.

[9]) E. MEYER und G. BUCHMANN haben in ihren grundlegenden Untersuchungen über musikalische Klänge (vgl. Anm. 4) nur Dämpfungen der einzelnen Partialtöne gefunden, die wesentlich größer sind als der oben angegebene Wert. Der kleinste Dämpfungswert bei M. und B. beträgt 2,0 db/sec; im allgemeinen liegen die Dämpfungswerte noch beträchtlich höher. Die Unterschiede dürften sich so erklären, daß die Messungen nur den ersten Teil des Abklingvorganges berücksichtigen, während sich unsere Angaben auf eine viel längere Zeit, d. h. auf einen viel größeren Amplitudenbereich beziehen. Im späteren Verlauf des Abklingvorganges ergeben sich, wie unsere Messungen bestätigen, bedeutend kleinere Dämpfungswerte als am Beginn, unmittelbar nach dem Anschlag. Auch dürften wohl gewisse Verschiedenheiten in den untersuchten Instrumenten für die abweichenden Ergebnisse verantwortlich sein. — Vgl. hierzu auch die unter Anm. 8 genannte Arbeit.

[10]) Vgl. auch O. VIERLING, Wesentliche Eigenschaften von Musikklängen. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 528.

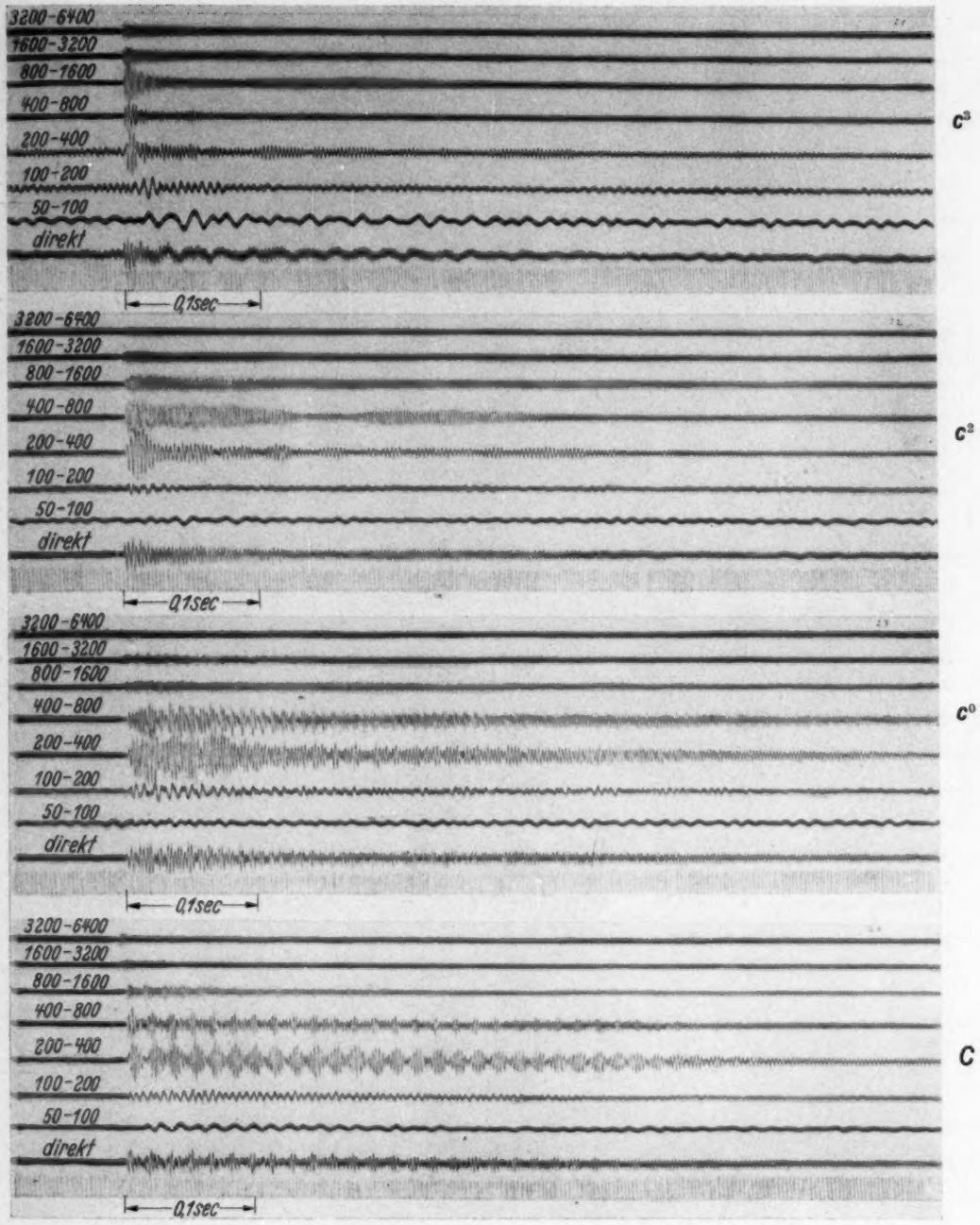


Abb. 9. Klangeinsätze auf den C-Tasten beim Klavichord

Kurven haben zum Teil gänzlich unregelmäßige Formen, die auch von Taste zu Taste höchst verschieden sind.

Bemerkenswert ist ferner die Tatsache, daß erhebliche Energiewechsel zwischen Systemen mit Eigenschwingungen in verschiedenen Frequenzbereichen stattfinden müssen. Denn anders ist es nicht zu erklären, daß innerhalb der für einen bestimmten Oktavbereich aufgenommenen Abklingkurven Anstiege vorkommen, die u. U. 10 sec und länger dauern. Bei Kurve c links z. B. bleibt der Schalldruck während des Abklingvorganges etwa 16 sec lang angenähert konstant. Daß derartige Erscheinungen charak-

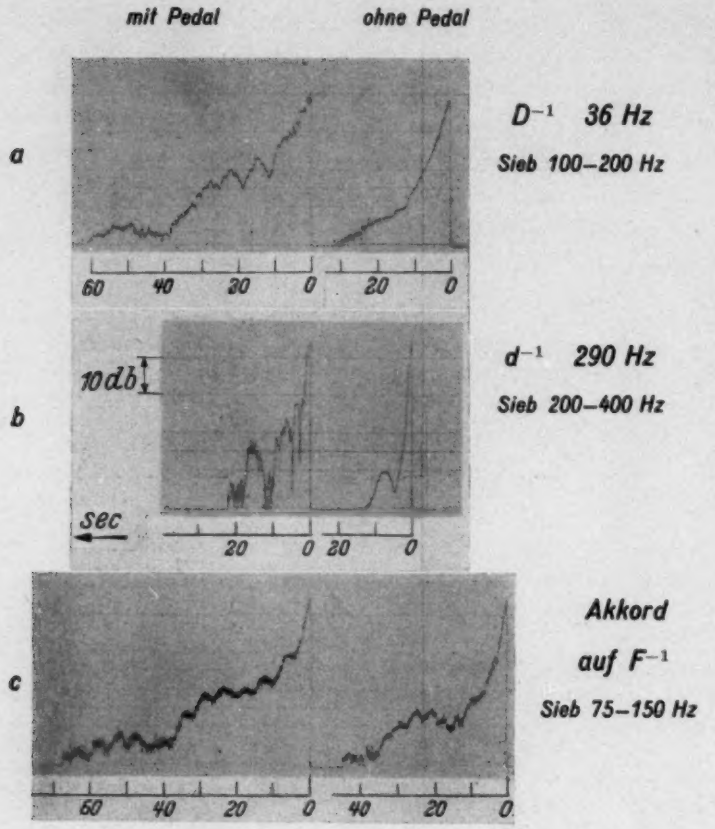


Abb. 10. Oktavsieb-Abklingkurven beim Flügel ohne und mit Pedalbenutzung (Anschläge *ff*)

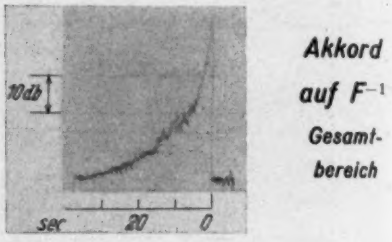


Abb. 11. Abklingkurve beim Flügel, gemessen über den gesamten Frequenzbereich (ohne Pedal, Anschlag *ff*)

teristisch sind für die Betrachtung einzelner schmaler Frequenzbereiche geht aus Abb. 11 hervor. Hier ist eine Abklingkurve des gleichen Akkordes wie bei Abb. 10c gezeigt, wobei jedoch zum Unterschied davon der gesamte Frequenzbereich erfaßt ist. Bei dieser Aufnahme sinkt der Schalldruck wesentlich gleichförmiger ab, als es bei der Oktavsiebaufnahme der Abb. 10 der Fall ist.

Bei den Untersuchungen befanden sich die Musikinstrumente in einem Raum mit einer weitgehend frequenzunabhängigen Nachhallzeit von 0,7 sec. Da die gemessenen Ausklingvorgänge auch in ihren einzelnen Phasen stets um eine Größenordnung länger dauern als 0,7 sec, ist ein Einfluß des Raumes auf den Kurvenverlauf so gut wie ausgeschlossen. Das Mikrophon war in etwa 0,5 m Abstand über dem Diskantbereich des Resonanzbodens angeordnet. Es ist denkbar, daß die hier angewendete Untersuchungsmethode, die Ausklingvorgänge von Cembalo, Klavier und Flügel mittels Oktavsieb und logarithmischem Schreibgerät zu studieren, erfolgreich zur Klärung der Frage nach den Unterschieden in den physikalischen Merkmalen bei solchen Instrumenten beitragen kann, die in subjektiv-musikalischer Beurteilung als „gut" bzw. „schlecht" bezeichnet werden.

An dieser Stelle sei ein kurzer Ausblick nach der musikalischen Seite eingefügt. In der Klavierpädagogik tobt seit vielen Jahrzehnten ein heftiger Streit über die Frage, ob der Pianist den Klavierklang nach erfolgtem Anschlag noch von der Taste aus beeinflussen kann oder nicht. Maßgebende Physiker, unter ihnen vor allem MAX PLANCK [11]), haben zu dieser Frage übereinstimmend erklärt, daß eine solche nachträgliche Beeinflussung nicht möglich ist. Diese Ansicht, die ja, physikalisch betrachtet, auch die einzig verständliche ist, hat sich heute schon allgemein durchgesetzt. Trotzdem wird auch die gegenteilige Auffassung von manchen namhaften früheren und auch zeitgenössischen Künstlern noch mit allem Nachdruck vertreten. Daß dabei ein Trugschluß vorliegen muß, steht für uns außer allem Zweifel. Jedoch ist es leicht möglich, das Zustandekommen dieser offenkundigen Selbsttäuschung an Hand solcher Abklingkurven zu erklären, wie sie in Abb. 10 gezeigt sind. Wenn der Pianist z. B. an einer besonderes cantilenen Stelle in sein Instrument hineinhorcht und dabei ein längeres Gleichbleiben oder gar nachträgliches Anwachsen einzelner Teiltöne während eines an sich abklingenden Klanges

[11]) Vgl. C. A. MARTIENSSEN, Die individuelle Klaviertechnik auf der Grundlage des schöpferischen Klangwillens, Leipzig 1930, s. S. 33.

wahrnimmt, so ist es wohl einzusehen, daß er, der er in diesem Moment von dem Wunsch beseelt ist, möglichst singend und tragend zu spielen, dabei dem Irrtum verfallen kann, er habe derartige Phänomene durch einen freien Willensakt hervorgerufen. In Wahrheit handelt es sich um Vorgänge, die in den Eigenschaften des Instrumentes begründet sind und die ständig in gleicher Weise in Erscheinung treten. Nur: beim Adagio cantabile achtet man darauf, beim Allegro con brio dagegen nicht.

legato, nonlegato, staccato und phrasiert gespielt (Notenbeispiel s. S. 320). Beim Legatospiel erfolgt die Ablösung eines Tones durch den nachfolgenden ohne jede Pause. Beim Nonlegato findet sich zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Tönen ein kleiner Absatz, beim Stakkato nehmen die Pausen einen längeren Teil ein als die Töne, während beim phrasierten Spiel — in unserem Beispiel — jeweils zwei aufeinanderfolgende Töne aneinander gebunden gespielt werden[13]).

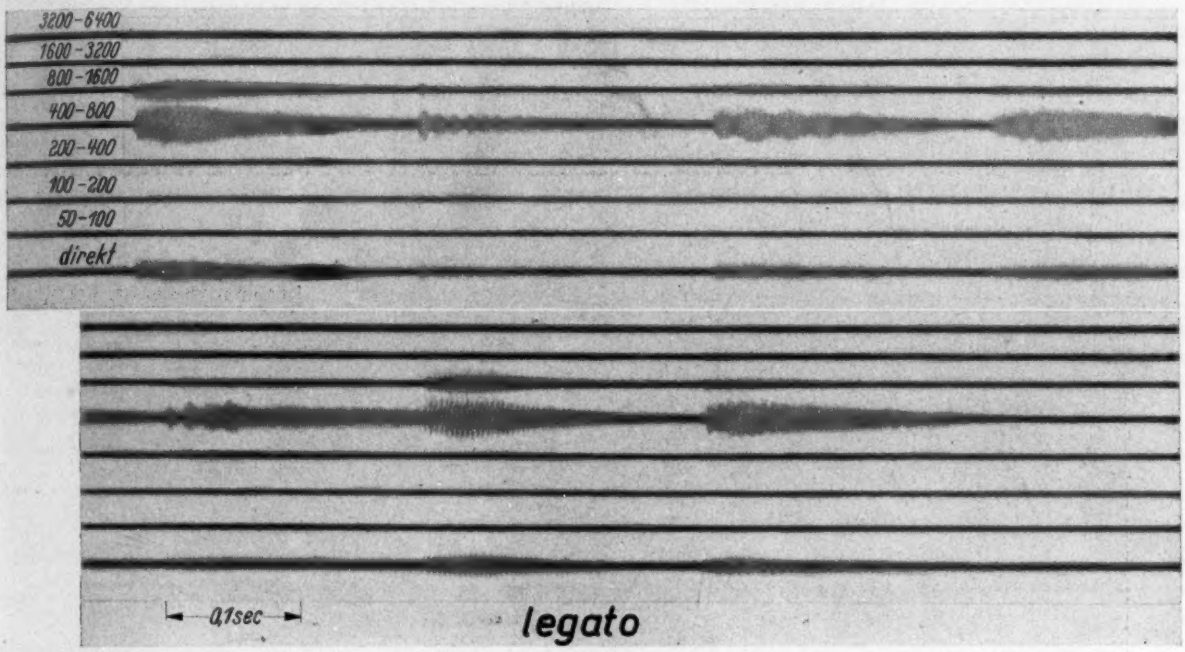


Abb. 12a—d. Klangübergänge beim Flügel (ohne Pedal). Tonfolge des Notenbeispiels, gespielt in vier verschiedenen Spielarten (Anschläge *mf*)

c) Klangübergänge in Abhängigkeit von der Spielart

Zur Untersuchung des Zusammenhanges zwischen der Spielart und den Klangübergängen haben wir die Tonfolge des Notenbeispiels spielen lassen[12]). Die Tonfolge wurde so gewählt, daß sich an ihr die verschiedenen Möglichkeiten aufeinanderfolgender Töne gut demonstrieren lassen. Sie besteht aus fünf benachbarten Tönen (große und kleine Sekunden), dann einem Quintenschritt und einem Terzschritt. Die Tonfolge wurde in 4 verschiedenen Spielarten, nämlich

Die Oszillogramme der Abb. 12 sind Aufnahmen vom Flügel. Sie zeigen sehr anschaulich, daß beim Legatospiel (Abb. 12a) der vorangehende Ton in den darauf folgenden derart hineinläuft, daß sich ausgesprochene Schwebungen bilden. Bei den kleinen Intervallen

[12]) Der Pianist Conrad Hansen war so liebenswürdig, uns die untersuchten Tonfolgen zu spielen. Wir möchten ihm an dieser Stelle sehr herzlich für sein Interesse und seine Unterstützung danken.

[13]) Bei den auf dem Flügel gespielten Tonfolgen haben wir die Bewegung der Finger gleichzeitig mit den oktavsieboszillographischen Aufnahmen durch Zeitlupenaufnahmen auf 16 mm Schmalfilm kontrolliert. Der Film läßt sehr klar die einzelnen Phasen beim Spiel erkennen und zeigt, daß der spielende Künstler die verschiedenen Spielarten in vollkommener Weise beherrscht.

sind die Schwebungen langsamer, bei den großen, wie z. B. beim Quintenschritt c^2—g^2, entsprechend schneller. Beim Nonlegatospiel (Abb. 12b) ist der voranlaufende Klang beim Einsatz des neuen Klanges bereits so stark gedämpft, daß Schwebungen nahezu nicht zu erkennen sind. Beim Stakkatospiel (Abb. 12c) ist der folgende Klang von dem vorangehenden völlig unbeeinflußt. Die Pausen sind bereits gespielten Intervalls, in der Regel ziemlich hoch, so daß der durch diese Klangübergangsschwebungen verursachte Gehöreindruck im allgemeinen im Empfindungsgebiet der Schwebungsrauhigkeit liegt. Die geschilderten Übergangsvorgänge unterscheiden sich naturgemäß von den stationären Schwebungs- bzw. Kombinationstonerscheinungen, die im mehrstimmigen Spiel sowieso jederzeit vorhanden sind. Die

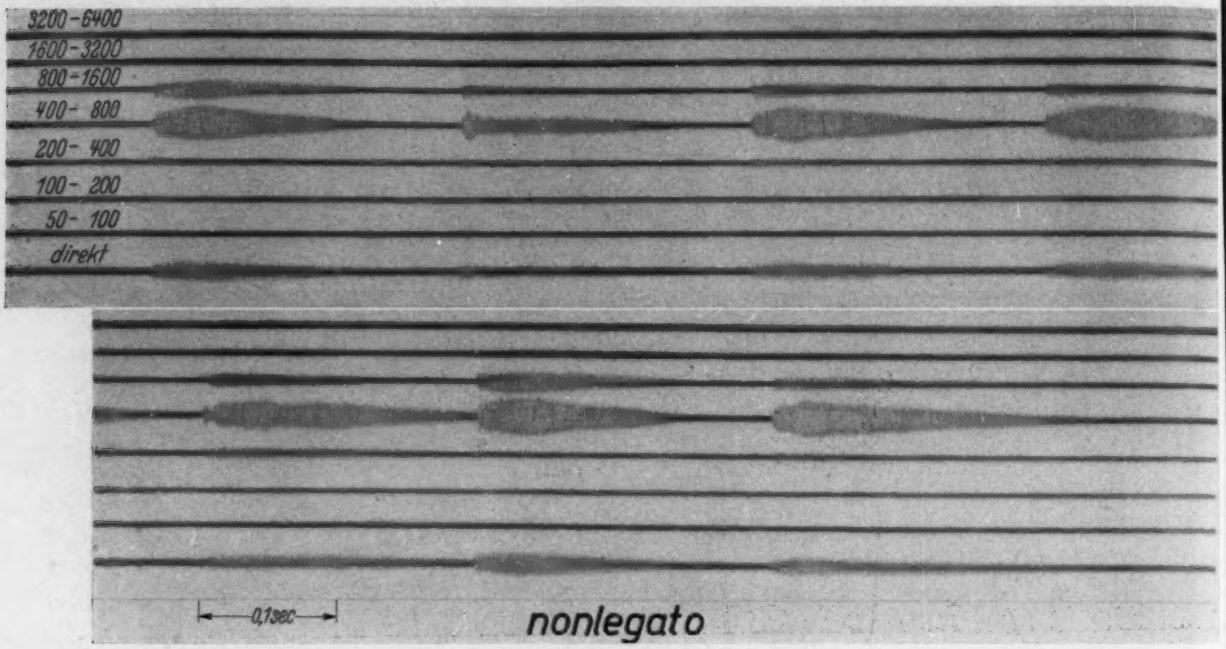
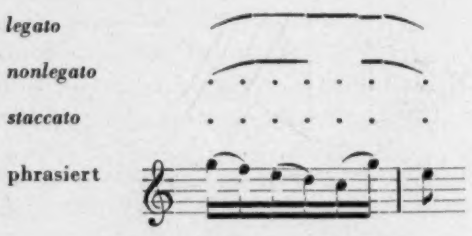


Abb. 12 b

größer als die Dauer der Töne, und man kann jeden Anschlag praktisch als einen alleinstehenden Klangeinsatz betrachten. Das phrasierte Spiel (Abb. 12d) zeigt gebundene und scharf abgesetzte Töne anschaulich nebeneinander.

Das Auftreten von Schwebungen scheint ein wesentliches Charakteristikum für die Klangwirkung des gebundenen Spiels zu sein. Denn die während des Übereinanderlaufens zweier Klänge verschiedener Tonhöhe beim Legatospiel entstehenden Schwebungen bedeuten durch die im Ohr auftretenden Kombinationstöne zusätzliche Klangerscheinungen, die beim zeitlich getrennten Nacheinander zweier Klänge des Nonlegato- bzw. Stakkatospiels fehlen. Die Schwebungsfrequenz ist, je nach der Größe des entsprechenden Aufnahmen der vier Spielarten beim Cembalo ergaben grundsätzlich dasselbe Bild. Die Oktavsieboszillogramme holen die in Frage stehenden Erscheinungen klar heraus, so daß man diese Untersuchungsmethode wohl auch zur Kontrolle der Spieltechnik eines Spielers benutzen könnte.



Notenbeispiel

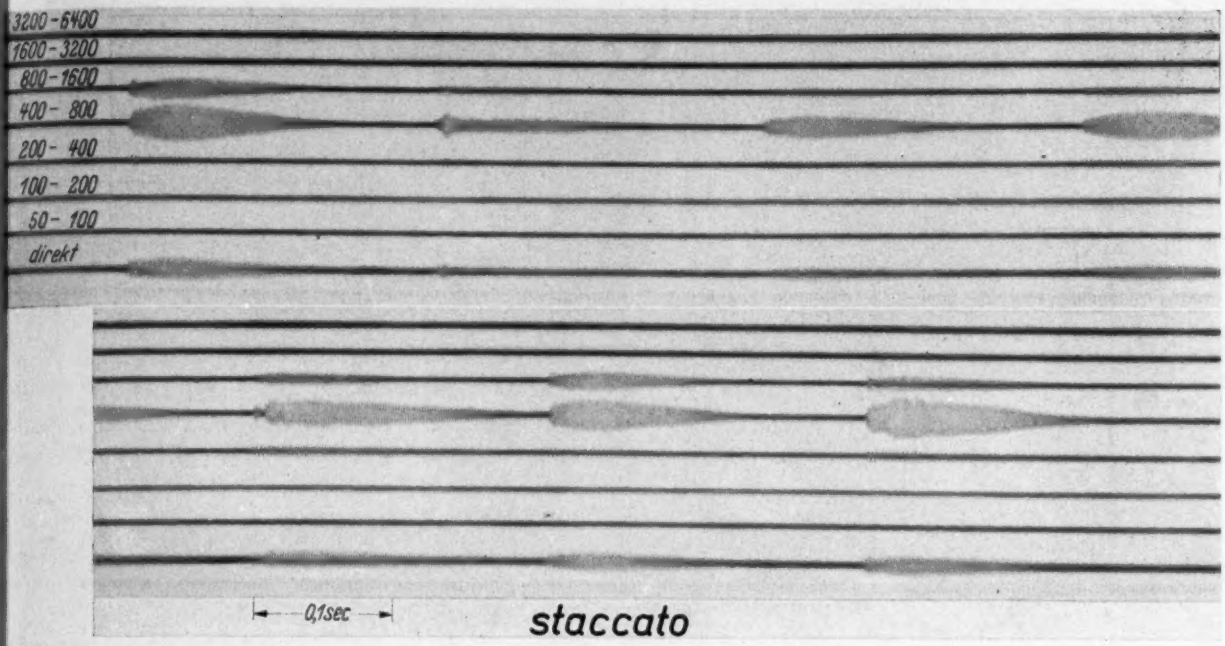


Abb. 12c

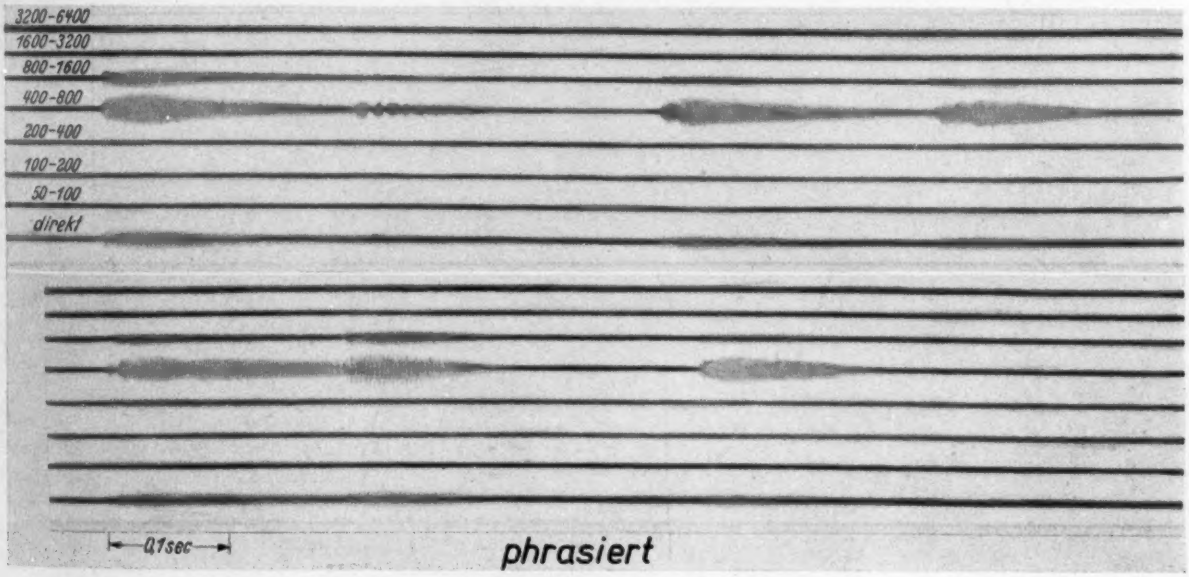


Abb. 12d

d) Betrachtungen zur Entwicklung der Tasten-Saiteninstrumente

Vom physikalischen Standpunkt aus[14]) ist der historische Weg der Tasten-Saiteninstrumente vom Klavichord zum Cembalo und Hammerklavier bzw. vor allem von dort aus weiter bis zum modernen Konzertflügel in erster Linie von der Forderung nach einer immer größeren Schalleistung, mit anderen Worten, nach einem wachsenden Dynamikbereich bestimmt worden. Die weiteren Kennzeichen, d. h. der Obertongehalt und die Dämpfung können in diesem Zusammenhang als weitgehend sekundäre Erscheinungen gewertet werden, die ihre Wandlungen erst in Abhängigkeit von der Schalleistung durchgemacht haben.

Vom Andrücken und Anzupfen der Saite kam man bald zum Hammeranschlag, der grundsätzlich eine größere Leistung umzusetzen vermag als das Drücken oder Zupfen. Später wurden die Saiten dicker und strammer gespannt; sie konnten damit eine immer größere Energie aufnehmen. Besonders in der Baßlage ließ man die Masse der Saiten im Vergleich zu ihrer Elastizität (Spannung) durch Verwendung der umsponnenen Saiten stärker anwachsen. Dementsprechend mußte naturgemäß auch der Hammer schwerer werden, um die volle Schwingungsenergie der Saiten überhaupt anregen zu können. Die schwereren Saiten verlangten gleichzeitig einen stärkeren Resonanzboden, der die erhöhte Saitenspannung aufzunehmen in der Lage ist. Denn an der Stelle des Steges wirkt eine geringe Komponente der Saitenspannung auch senkrecht zum Resonanzboden. Durch die schweren Saiten, den weichen Hammer und den dicken Resonanzboden ging der Obertonreichtum stark zurück, die tiefen Frequenzen verlangten aus Gründen der besseren Abstrahlung auch eine Vergrößerung der Resonanzbodenfläche und der Klang wurde damit dunkel und volltönend. Man sieht also, wie sich das Schwergewicht der spektralen Teiltonverteilung bei den Tasten-Saiteninstrumenten mit steigender Schalleistung notwendigerweise nach tiefen Frequenzen verschieben muß[15]).

Die Tatsache, daß die mittlere Gesamtdämpfung beim Flügel sehr viel geringer ist als beim Cembalo und vor allem beim Klavichord, ist wohl hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß die Masse der Saiten beim Flügel wesentlich größer, ihre Dämpfung also wesentlich kleiner ist als bei den alten Instrumenten. Die durch seine innere Reibung und die Schallabstrahlung bestimmte Dämpfung des Resonanzbodens ist auch beim Flügel bedeutend größer als die Dämpfung der Saiten. Nur so ist das Zustandekommen einer einigermaßen gleichmäßigen Abstrahlung zu erklären.

Die aufgezeigte klangliche Entwicklung der Tasten-Saiteninstrumente zeigt das deutliche Bestreben nach einer Schallverstärkung. Entsprechend den Mitteln der Zeit mußte diese Schallverstärkung auf rein mechanischem Wege erreicht werden. Es ließ sich dafür freilich nicht umgehen, gleichzeitig eine erhebliche Klangfarbenverschiebung mit in Kauf zu nehmen, nämlich eine Einbuße an hohen Frequenzen. Mag nun diese Klangfarbenwandlung den damaligen Instrumentenbauern teils erwünscht, teils auch als unvermeidliches Übel erschienen sein: jedenfalls ist bei Verwendung rein mechanischer Mittel die Entwicklung der erzielbaren Schalleistung[16]) sehr stark gekoppelt mit der Entwicklung der Klangfarbe. Übrigens ist die Leistungsgrenze, die heute beim Konzertflügel wohl einigermaßen erreicht sein dürfte, unter Berücksichtigung des mechanisch-akustischen Wirkungsgrades des Instrumentes einfach durch die physische Leistungsfähigkeit des Pianisten gegeben.

[14]) Vgl. auch die grundlegende Arbeit von W. Lange, Zur Physik des Konzertflügels. Z. Hochfr. u. Elakust. 45 (1935), S. 120 und 159.

[15]) Auf diesen Entwicklungsgang ist auch schon von Meyer und Buchmann hingewiesen worden (vgl. Anm. 4). — In mancher Beziehung liegen übrigens die Verhältnisse ähnlich bei der von W. Weber veröffentlichten Arbeit: Das Schallspektrum von Knallfunken und Knallpistolen. Akust. Z. 4 (1939), S. 373. Bei wachsender Energie des Knalles verschiebt sich das Maximum des Spektrums nach tiefen Frequenzen.

[16]) Vgl. E. Lübcke und K. H. Wernicke, zur Schalleistung eines Flügels, Z. Hochfr. u. Elakust. 41 (1933), S. 212.

Während also die Entwicklung der Tasten-Saiteninstrumente gezeigt hat, daß hier die Klangfarbe der Instrumente eng zusammenhängt mit dem Dynamikbereich bzw. der erzielbaren Schalleistung, ist es unter Zuhilfenahme einer elektroakustischen Übertragungsanlage heutzutage ohne weiteres möglich, die Schallleistung und den Dynamikbereich weitgehend unabhängig von der Klangfarbe erheblich zu steigern. Insbesondere ist es denkbar, auf diese Weise den glänzenden und rauschenden, d. h. sehr obertonreichen Klang des Cembalos bezüglich der Schalleistung und des Dynamikbereiches dem Bedürfnis des heutigen Konzertlebens anzupassen[17]).

Die mitgeteilten Ergebnisse lassen in Übereinstimmung mit den aus Anlaß früherer Arbeiten über den Orgelklang angestellten Betrachtungen[18]) darauf schließen, daß für das Zustandekommen musikalisch brauchbarer Klangfarben eine Fülle von Komponenten zusammenwirken müssen. Das gilt vor allem für die nichtstationären Klangteile, d. h. für die Klangeinsätze, Klangübergänge und Ausklingvorgänge. Dabei dürfte die gerade innerhalb enger Grenzen eines bestimmten Klangfarbentypus trotzdem erstaunlich große Mannigfaltigkeit und Wandelbarkeit der Klangerscheinungen, die von vielerlei Zufälligkeiten beeinflußt werden — teils gegeben durch die speziellen Eigenschaften des betreffenden Instrumentes[19]), teils auch gegeben durch das Aussehen des gerade gespielten Stückes[20]) — eine entscheidende Rolle spielen. Es handelt sich hier zweifellos um Feinheiten, die in ihrer genauen Gestalt viel zu kompliziert und abwechslungsreich sind, als daß man sie mit Hilfe physikalischer Meßmethoden in vollem Umfang verfolgen, beschreiben oder gar im einzelnen erklären könnte. Doch genügt es, auf Grund von Schlußfolgerungen derart, wie sie hier gezogen wurden, Erkenntnisse über derartige Imponderabilien zu gewinnen und damit zugleich eine einleuchtende Erklärung für die Frische und Lebendigkeit zu besitzen, die die Klangwirkung unserer gebräuchlichen, reinakustischen Musikinstrumente vor derjenigen der elektrischen Musikinstrumente auszeichnet[21]). Auch beruht die Kunst des Instrumentenbauers vermutlich sehr wesentlich darauf, wieweit er in der Lage ist, den Klang seines Instrumentes in einem möglichst günstigen Maße mit solchen Imponderabilien zu versehen.

[17]) Über Versuche dieser Art soll demnächst von E. Thienhaus berichtet werden.

[18]) Vgl. auch E. Thienhaus, Orgelbaufragen im Lichte der akustischen Forschung. Arch. Musikforsch. 4 (1939), S. 86 bzw. 98.

[19]) Kopplungsvorgänge zwischen den Saiten und dem Resonanzboden mit seinen zahlreichen, undefiniert liegenden Eigenresonanzen.

[20]) Art des Zusammenwirkens und der Aufeinanderfolge der Noten.

Zusammenfassung

Die Wirkungsweise des Spielmechanismus von Klavichord, Cembalo und Flügel wird erläutert. An Hand von Oktavsieboszillogrammen der Klangeinsätze wird insbesondere die Herkunft der tiefen unharmonischen Komponenten beim Cembalo und Flügel untersucht. — Der Einfluß des Pedals beim Flügel äußert sich vor allem in den Abklingkurven. Es werden in der tiefen Lage Dämpfungswerte von 1 db/sec und darunter beobachtet. — Oktavsieboszillogramme von einer *legato, nonlegato, staccato* und phrasiert gespielten Tonfolge zeigen die diesen vier Spielarten entsprechenden Klangübergangserscheinungen. Das Legatospiel ist im Gegensatz zum Nonlegato und Stakkato durch das Auftreten deutlicher Klangübergangsschwebungen gekennzeichnet. — Die wesentlichen akustischen Momente, die sich im Zuge der Entwicklung der Tasten-Saiteninstrumente ergeben haben, werden erörtert. Das Bestreben nach einer wachsenden Schalleistung, d. h. nach einer Erweiterung des Dynamikbereiches hat zwangsläufig eine Klangfarbenverschiebung in Richtung der tiefen Frequenzen zur Folge gehabt.

[21]) Vgl. hierzu E. Thienhaus, Gedanken zum Thema „Musik und Technik". Musik und Kirche 12 (1940), S. 11.

(Eingegangen am 23. Februar 1940.)

Klangspektren einer Silbermannorgel

Von W. Lottermoser

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

(Mit 6 Textabbildungen)

Einleitung

Frühere Veröffentlichungen über die Klangspektren von Orgelpfeifen behandelten meist Untersuchungen nur einzelner Pfeifen im Laboratorium[1]). Es fehlten bisher Klangspektren der Pfeifen ganzer Orgeln, die für den Klang gerade dieses Instrumentes insofern von besonderer Wichtigkeit sind, als die Änderungen des Klangspektrums im Verlaufe des Tönens bei der mechanisch angeblasenen Orgel geringer sind als bei den vom Mund angeblasenen Instrumenten. Im Hinblick darauf, daß zwar in den letzten Jahren die Tonschönheit der Orgeln des 17. und 18. Jahrhunderts immer mehr anerkannt wird[2]), erscheint doch zur objektiven Bestätigung dieser zunächst rein musikalischen Ansicht und zur Klärung strittiger Fragen eine Messung klanganalytischer Art an einer alten, anerkannt wertvollen Orgel von Bedeutung. Vorliegende Arbeit bringt Klanganalysen der wichtigsten Register der Silbermannorgel in Reinhardtsgrimma (Sachsen). Zum Vergleich wurden einige Klangspektren einer Orgel gewonnen, die dem Klangideal der Jahre um 1900[3]) entspricht. Die dabei ersichtlichen Unterschiede zwischen Pfeifenklängen gleicher Tonhöhe und Registerbenennung sind in Übereinstimmung mit dem subjektiven Klangeindruck beider Orgeln.

Kurze Beschreibung der Orgel[4])

Die als opus 30 von Gottfried Silbermann im Jahre 1731 erstellte Orgel besitzt folgende Stimmen:

a) Hauptwerk (unteres Klavier): Prinzipal 8′, Oktave 4′, Oktave 2′, Quintatön 8′ (alle aus Zinn), Rohrflöte 8′, (Metall, d. h. Blei-Zinnlegierung) Spitzflöte 4′, Quinte 3′, Mixtur 4-fach, Cornet 3-fach (alle aus Zinn).

b) Oberwerk (oberes Klavier): Gedackt 8′, Rohrflöte 4′, Nasat 3′ (alle aus Metall), Terz $1^3/_5$′, Oktave 2′, Quinte $1^1/_2$′, Sifflöte 1′, Cymbel 2-fach (alle aus Zinn).

c) Pedal: Subbaß 16′, Prinzipalbaß 8′, Posaunenbaß 16′, (alle aus Holz).[5])

Die Orgel steht noch heute im Chorton, d. h. einen halben Ton höher als dem Kammerton a′ = 435 Hz entspricht. Dagegen ist sie bereits temperiert gestimmt, so daß die Vor- und Nachteile der ursprünglichen mitteltönigen Stimmung[6]) verschwunden sind. Die Orgel besitzt wie die meisten Orgeln aus dieser Zeit Schleifladen sowie mechanische Traktur. Die alten Faltenbälge sind 1852 durch Kastenbälge ersetzt worden, ohne daß anzunehmen ist, daß der Winddruck wesentlich verändert worden wäre. Er betrug bei nicht tönendem Werk an der Stelle des h′-Prinzipal 8′ 98 mm Wassersäule.

---

[1]) Siehe u. a. E. Meyer u. G. Buchmann, Abh. preuß. Akad. Wiss. 1931, XXXII; C. P. Bouer, J. Acous. Soc. Am. 10 (1938) S. 32; W. Lottermoser, Neue deutsche Forschungen, Verlag Junker und Dünnhaupt, Bd. 1, Abt. Physik.

[2]) Als Bahnbrecher für die moderne tonschöne Orgel sind zu nennen: Chr. Mahrenholz: Die neue Orgel in der Marienkirche zu Göttingen; die Orgelregister; die Berechnung der Orgelpfeifenmensuren, Bärenreiterverlag Kassel.

Alb. Schweitzer: Deutsche und französische Orgelbaukunst und Orgelkunst, Joh. Seb. Bach S. 271, Verlag Breitkopf & Härtel, Leipzig.

[3]) Die Klangwirkungen der Orgel dieser Zeit werden heute als nicht orgelmäßig abgelehnt.

[4]) Siehe das umfassende Werk von E. Flade, Der Orgelbauer Gottfried Silbermann. Fr. Kistner & C. F. S. Siegel, Leipzig 1926.

[5]) C in der 8 Fuß-Lage klingt wie C
" " 4 " " " c
" " 2 " " " c^1
" " 1 " " " c^2
" " 16 " " " C^{-1}
" " 3 " " " g
(richtig ist $2^2/_3$)!
" " $1^1/_2$ " " " g^1
" " $1^3/_5$ " " " e^1

[6]) M. Grützmacher und W. Lottermoser, Phys. Z. 36 (1935), S. 909.

bei vollgriffigem Spiel mit vollem Werk sank er bis auf 86 mm herab. Diese Eigenschaft besitzen alle älteren mit relativ engen Kanälen und Kanzellen gebauten Orgeln, bei denen sich dann das sog. „Schluchzen", d. h. ein Sinken der Tonhöhe, bemerkbar macht. Leider sind in späterer Zeit die meisten Pfeifen der Orgel mit Kernstichen, d. h. Einkerbungen an dem Windaustrittsspalt, versehen worden, so daß die originalen Einschwingvorgänge nicht mehr zu hören sind[7]).

Meßverfahren

Das Untersuchungsverfahren wurde mit Rücksicht auf leichten Transport aller Einzelgeräte ausgewählt. Zur Messung der Klangspektren stand ein dynamisches Mikrophon mit Übertrager und ein Kathodenstrahloszillograph mit eingebautem Verstärker und Zeitablenkungsgerät zur Verfügung. Das Mikrophon wurde in der Nähe des Labiums der Pfeifen (ca. 1 m Abstand) aufgestellt und das Schwingungsbild des Pfeifenklanges auf dem Schirm der Kathodenstrahlröhre durch Synchronisation der Kippschwingung zum Stehen gebracht. Danach wurde das Oszillogramm auf durchsichtiges Papier gezeichnet. Die Auswertung geschah mit dem MADERschen Analysator, worauf unter Berücksichtigung der Übertragungsmaße vom Mikrophon usw. der Schalldruck der Teiltöne in μb ausgerechnet wurde. Da diese Art der Analyse bekanntlich mühevoll und zeitraubend ist, wurde die Messung zunächst beschränkt auf die eine Silbermannorgel. Wegen der im Kirchenraum auftretenden stehenden Wellen ist die Intensität der Teiltöne naturgemäß nicht unabhängig von dem Ort, an dem sich das Mikrophon befindet. Durch möglichst gleichen und nahen Abstand von der Mundöffnung der Pfeifen wurden Fehler der Teiltonintensität so gering wie möglich gemacht.

Schwankungen der Teiltonintensität

Bei der Aufnahme der Oszillogramme, bei denen auf dem Schirm des BRAUNschen Rohres folgende Perioden übereinander geschrieben wurden, zeigte es sich deutlich, daß der Schalldruckverlauf mehr oder weniger stark schwankte. Die Schwankungsbreite wurde bei einigen Bildern aufgenommen und bei der Analyse berücksichtigt.

Abb. 1 zeigt beispielsweise, in welchem Grade die Obertonintensitäten bei Prinzipal B 8′ variieren. In der Folge wurden nur die

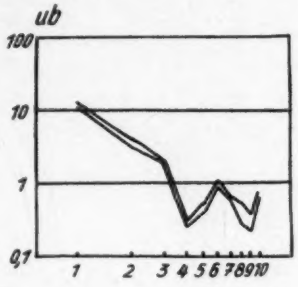


Abb. 1. Schwankung der Obertöne bei Prinzipal B 8′. Obere Kurve größte, untere Kurve kleinste Schalldruckamplituden

größten Amplituden nachgezogen und in den Abbildungen gezeigt. Die genannte Erscheinung ist aber nichtsdestoweniger eine wesentliche Eigenschaft des Labialpfeifentons[8]).

Das Haupt- oder Unterwerk Abb. 2

Die Güte Silbermannscher Prinzipalstimmen wird von jeher besonders anerkannt. Es wurden deshalb neben den Pfeifen C, c, c^1, c^2 und c^3 (wie bei allen folgenden Registern) auch eine Reihe aufeinanderfolgender Pfeifen (Abb.3), die sich im Mittelturm des Prospektes befanden, untersucht. Außerdem wurden die Mensuren der untersuchten Pfeifen, d. h. ihr Durchmesser, ihre Labienbreite und Höhe des Aufschnitts gemessen. Es zeigte sich, wie schon bekannt war, daß die tieferen Prinzipalpfeifen bei SILBERMANN etwa gleich, die höheren enger als die der sog. Normalmensur sind. Daraus sollte sich für die tieferen Pfeifen ein etwas grundtöniger Klang ergeben als für die höheren. Diese Systematik ist mit Ausnahme der tiefen C-Pfeife, die aus Holz gebaut ist, erkennbar. Darin, daß der erste Teilton der stärkste, der zweite und dritte Teilton sukzessiv

[7]) Über die Einschwingvorgänge von Orgelpfeifen siehe F. TRENDELENBURG, E. THIENHAUS und E. FRANZ, Akust. Z. 1 (1936), S. 59; 3 (1938), S. 7.

[8]) Siehe a. A. von LÜPKE, Akust. Z. 5 (1940), S. 39.

W. LOTTERMOSER, Akust. Z. 2 (1937), S. 129; 3 (1938), S. 63.

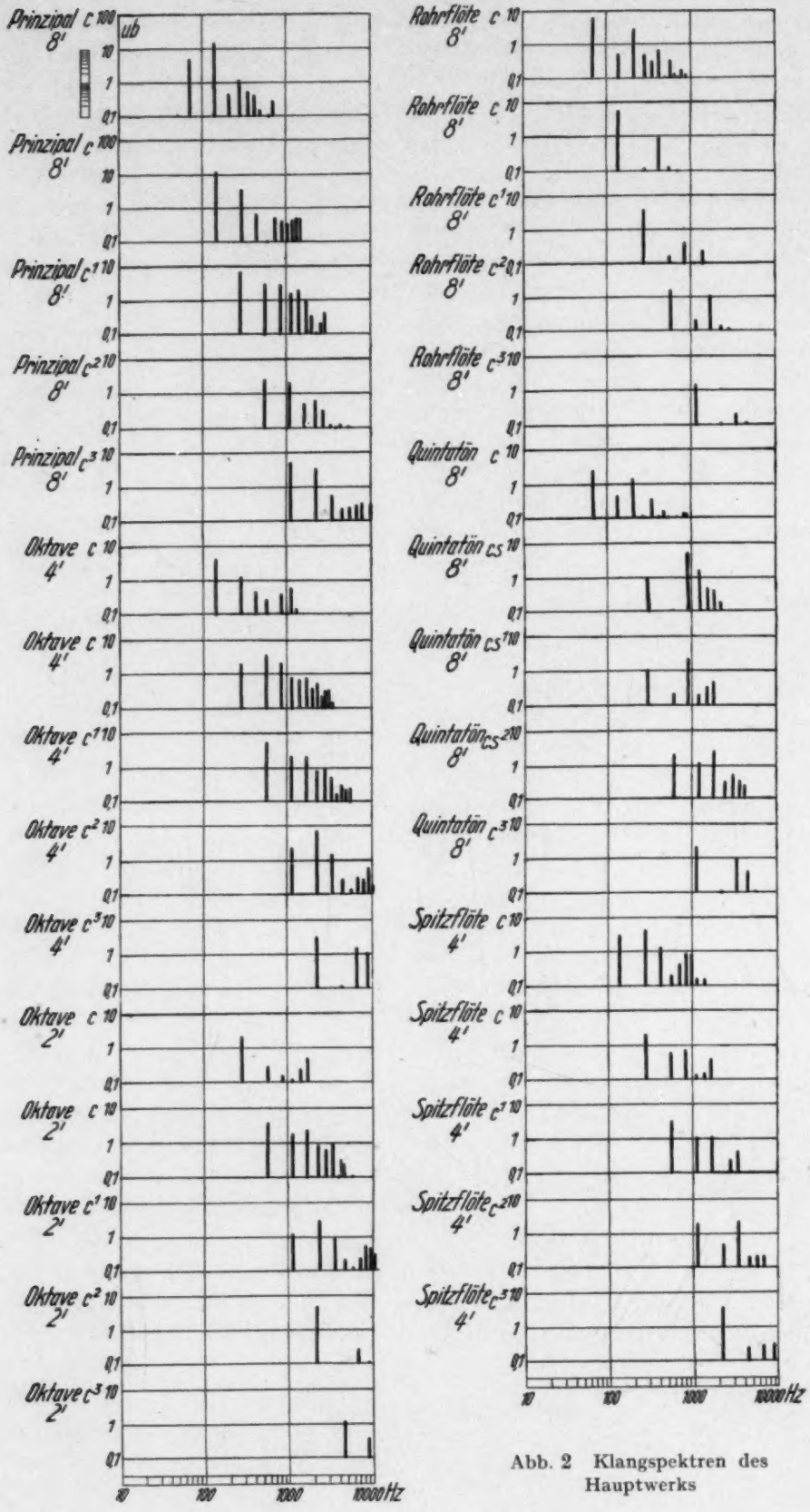


Abb. 2 Klangspektren des Hauptwerks

abfallen und nach dem dritten und vierten ein nochmaliger schwächerer Anstieg der Intensität erfolgt, stimmen die Prinzipalklangspektren überein. Dieses typische Bild ist möglicherweise ein Erkennungsmerkmal der Klanggüte Silbermannscher Prinzipale. Ähnliche Spektren wurden in der Literatur über Pfeifenklänge nicht gefunden. Aus Abb. 2 und 3 sieht man, daß die Gleichförmigkeit bzw. ein systematischer Gang der Spektren mit der Mensur nur begrenzt ist. Unterschiede in der Lautstärke wie in der Teiltonintensität sind hier wie bei allen anderen Stimmen vorhanden. Das Register Oktave 4′ besitzt engere Durchmesser als das Prinzipalregister, infolgedessen treten die Obertöne gegenüber dem Grundton stärker hervor. Das gleiche gilt für die Oktave 2′. Bemerkenswert ist, daß Oktave 2′ schwächer als Oktave 4′ und diese schwächer als Prinzipal ist. Dadurch entsteht eine selten gute Ausgeglichenheit des Gesamtklanges. Ein Register von eigenem Reiz ist Rohrflöte 8′. Die Pfeifen sind gedeckt, durch die Mitte ihres Deckels geht indessen ein kurzes Röhrchen, dessen Eigenton den Klang beeinflußt. Wegen der Deckung treten die ungeradzahligen Obertöne hervor, der Grundton ist auch hier der stärkste Teilton. Quintatön ist verhältnismäßig eng mensuriert und völlig gedeckt. Wie der Name des Registers bereits erkennen läßt, tritt die Duodezime besonders stark hervor. Die Lautstärke des Registers ist nicht groß. Spitzflöte 4′ ist konisch, ihre Lautstärke nicht besonders groß. Die drei ersten Teiltöne treten etwas hervor. Die hier nicht gezeigte Quinte 3′ ist enger als Prinzipal gebaut, und ähnelt somit der Oktave 4′.

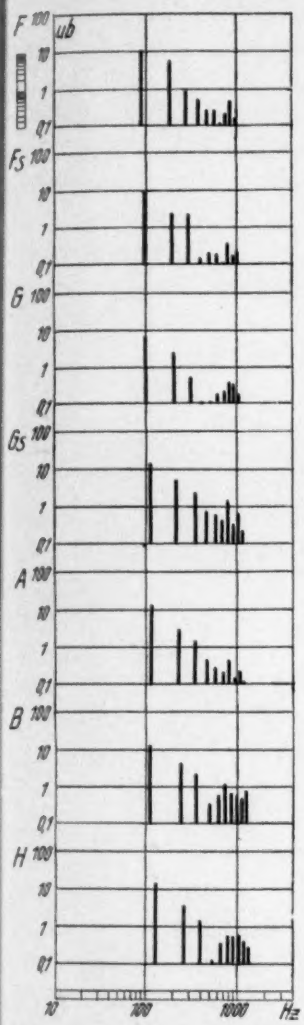


Abb. 3. Klangspektren von Prinzipal 8′: Pfeifen *F* bis *H*

Das Oberwerk Abb. 4

Nach dem Geschmack des Barockzeitalters sollten die Stimmen des Hauptwerkes voll und kräftig, die des Oberwerks scharf und spitz sein. An der Disposition vorliegender Orgel ist dieses Bestreben rein äußerlich zu sehen, weist doch das Oberwerk nur eine Stimme im 8 Fuß-Ton gegenüber dreien im Hauptwerk auf. Daneben sind die Stimmen des Oberwerks weniger stark als die des Hauptwerks, schon deshalb, weil gleichbenannte Stimmen des Oberwerks bei Silbermann meist enger mensuriert sind als die des Hauptwerks (s. Oktave 2′). Das Gedackt besitzt naturgemäß hervortretende ungerade Obertöne. Das gleiche gilt für Rohrflöte 4′, die ähnlich wie Rohrflöte 8′ im unteren Klavier ist. Das Register Nasat 3′, der Quinte 3′ entsprechend, ist als Rohrflöte gebaut und besitzt auch deren spektrale Eigenschaften. Terz $1^3/_5{}'$ und Quinte $1^1/_2{}'$ gibt sehr interessante Mischungen mit den anderen Registern. Oktave 2′ und Sifflöte 1′ besitzen offene Pfeifen mit vollständigem Obertonaufbau.

Das Pedal Abb. 5

Die Besetzung des Pedals bildet den wohlabgewogenen Baß des Orgelwerkes. Der Subbaß 16′ zeigt annähernd den Obertonaufbau gedackter Pfeifen, Prinzipalbaß 8′ setzt die Klangfarbe des Prinzipal 8′ des Hauptwerkes nach unten zu fort. Die Posaune 16′ ist wie alle Rohrwerke mit aufschlagenden Zungen bedeutend obertonreicher als die Labialpfeifen. Sie klingt infolge ihrer dünnen, breiten Zungen durchdringend, aber wirkt wegen ihrer relativ geringen Lautstärke nicht aufdringlich. Für evtl. Cantus-firmus-Spiel im Pedal ist eine Pedalkoppel vorgesehen, welche die Stimmen

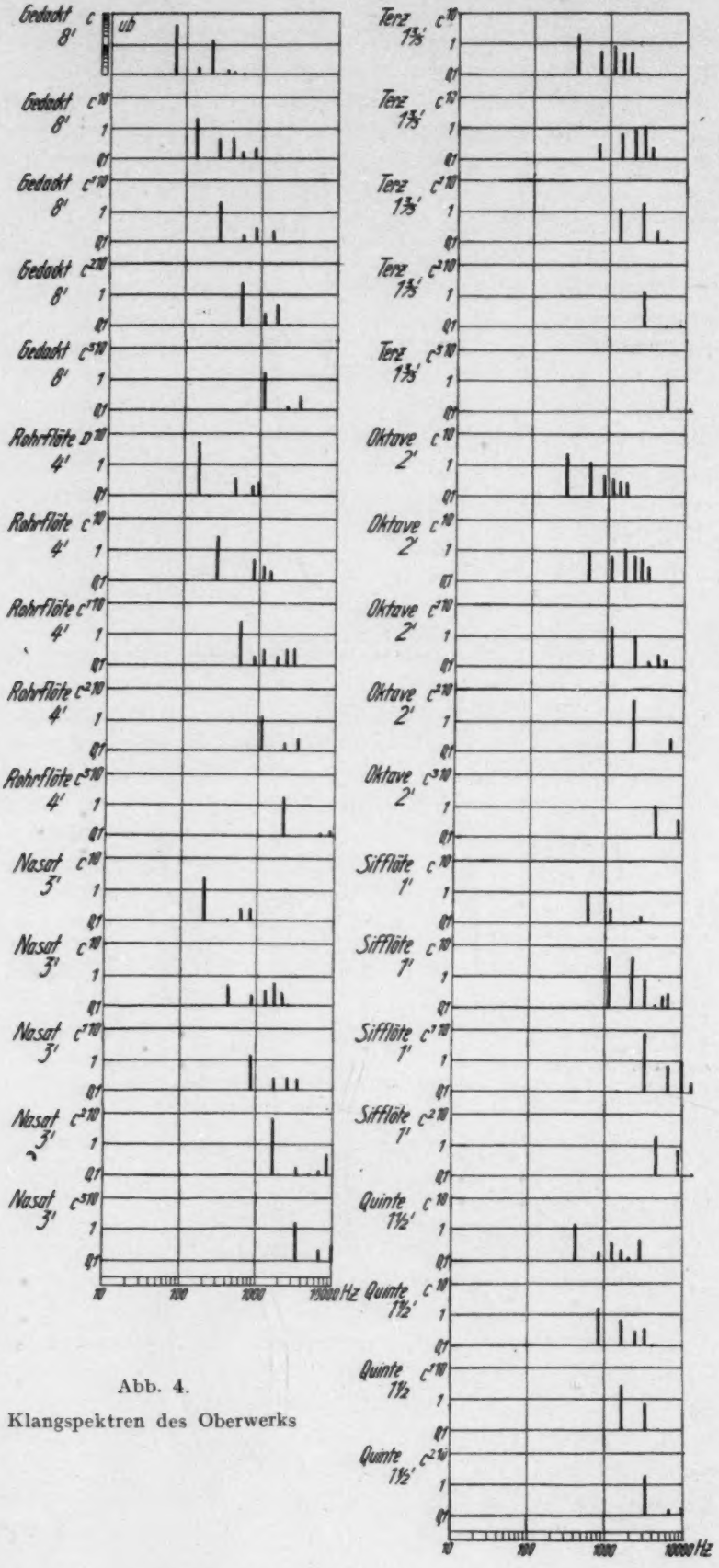


Abb. 4.
Klangspektren des Oberwerks

des Manuals auf das Pedal zu übernehmen gestattet.

Überblick über die Ergebnisse

Die Klangspektren lassen erkennen, daß bei der Silbermannorgel fast durchweg die meisten Pfeifen einen besonders starken Grundton besitzen. Die Folge davon ist, daß sie voll und angenehm klingen[9]). Im Gegensatz dazu sind die Klänge der Orgel von 1900 obertöniger. In der Abb. 6 sind einige Beispiele für Prinzipal 8′ und Bordun 8′ gegeben (ausgezogene Linien), die verglichen sind mit gleichbenannten SILBERMANNschen Pfeifen (gestrichelte Linien, Bordun entspricht Gedackt). Da die Lautstärken der letzteren geringer waren als die der anderen Orgel, die in einem bedeutend größeren Kirchenraum stand, wurde auf einen absoluten Vergleich der Schalldrucke verzichtet und die Grundtonamplituden gleich 100 gesetzt.

Infolge der durch den hohen Winddruck (105 mm WS) bedingten großen Lautstärke und Obertönigkeit der Orgel von 1900 klingen deren Pfeifen oft unangenehm scharf[10]). Bei

[9]) Siehe dazu die ähnlichen Ergebnisse an Geigenklängen von H. MEINEL, Akust. Z. 5 (1940) S. 126.

[10]) Es ist auffallend wie verschieden die Wirkung der Orgel bei leerer und bei besetzter Kirche ist. Im zweiten Fall sinkt infolge der Absorption vorwiegend hoher Frequenzen die Intensität der Klänge, deren stärkste Teiltöne ebenfalls bei höheren Frequenzen liegen, merklich.

Mischung z. B. der Prinzipalstimmen einer solchen Orgel mit einem anderen Register gleicher Fußzahl und meist ähnlich starker Obertonbesetzung ist weder eine merkliche Lautstärkenzunahme noch eine auffällige

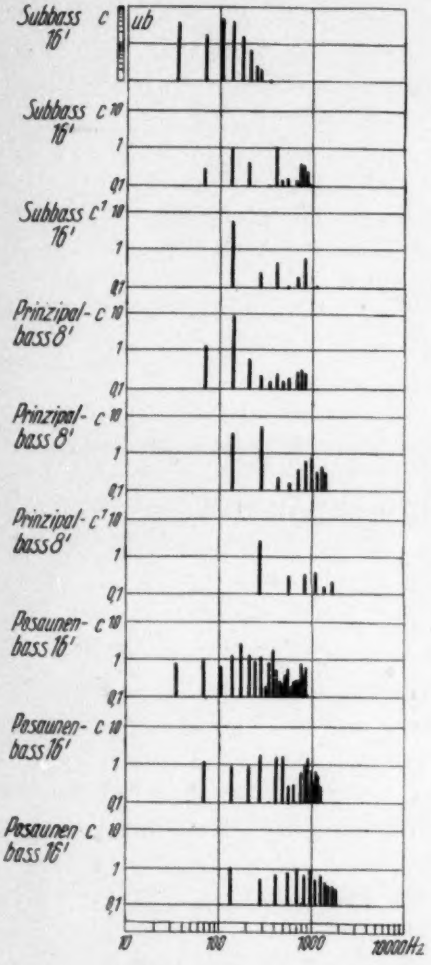


Abb. 5. Klangspektren des Pedals

Klangfarbenveränderung wahrzunehmen. Benutzt man die oft sehr wenig zahlreichen, dagegen zu laut und obertönig intonierten Obertonregister, so tritt eine wesentliche Verschärfung des Klanges bis zum Unangenehmen auf. Man erkennt daraus, daß der Wohllaut der Orgel mit vielen Obertonregistern zur Voraussetzung hat, daß die Pfeifen dieser Register grundtönige Klänge liefern. Alle sonstigen Gründe, die gegen Obertonregister ins Feld geführt worden sind, erscheinen dagegen belanglos[11]). Jeder Zu- und Abzug von Registern, die obiger Forderung genügen, verursacht einen merklichen Klangfarbenwechsel, so daß klar wird, wie zahlreich die Klangmischungen sind, die man schon mit relativ wenig Registern auf einer Silbermannorgel herstellen kann, gegenüber den geringen Färbungsmöglichkeiten, die eine Orgel vom Typ 1900 bietet. Es soll hier nur erwähnt werden, wie deutlich an den Klangspektren die Wirkung der von SILBERMANN selbst für den Gebrauch seiner Orgeln aufgeschriebenen Registermischungen erkennbar wird. So z. B. bei dem reizvollen „Stahlspiel", bei dem als Solostimme auf dem 2. Klavier Gedackt 8′, Nasat 3′, Quinte $1^1/_3$′, Terz $1^3/_5$′ und Sifflöte 1′ und als Begleitung auf dem 1. Klavier Rohrflöte 8′ und Spitzflöte 4′ gezogen werden soll. Ebenso sind der „Flö-

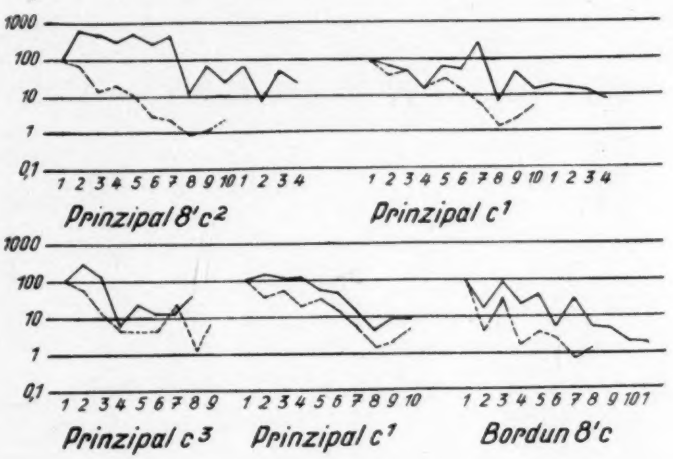


Abb. 6. Vergleich einiger Klangspektren von Pfeifen gleicher Tonhöhe und Registerbenennung a) der Orgel von 1900 (ausgezogene Linien) mit denen b) der Orgel von SILBERMANN (gestrichelte Linien)

tenzug" Rohrflöte 8′, Spitzflöte 4′ und Gedackt 8′, Rohrflöte 4′; oder der „Suffloet-Zug" Gedackt 8′, Rohrflöte 4′ und Sifflöte 1′ und viele andere mehr von schönster Wirkung. Es wird aber auch verständlich, warum moderne Orgeln, die von alten Meisterorgeln kopierte Pfeifenmensuren besitzen, zuweilen nicht denselben Klangwert besitzen wie die Originale.

[11]) Über die Folgerungen der Messungen für den Orgelbau soll ein Bericht an anderer Stelle erscheinen.

Eine Untersuchung der Klangspektren dürfte in solchen Fällen die Aufklärung bringen.

Auffallend ist weiterhin, daß die Ähnlichkeit der Klänge eines Registers in verschiedenen Tonhöhen keineswegs so groß ist, wie man auf Grund der gesetzmäßigen Mensuren und anderen äußeren Bedingungen annehmen könnte. Die klangbestimmenden Variablen einer Pfeife sind offenbar so zahlreich, daß eine stärkere Angleichung der Spektren oder eine systematische Veränderung der Teiltöne längs der Tonskala sehr schwer zu ermöglichen ist. Ob solche Forderungen überhaupt zu stellen sind, bleibt, da beim Anhören sowohl physiologische wie auch psychologische Vorgänge eine Rolle spielen, fraglich.

Leider konnten die gemischten Stimmen Mixtur, Cornet und Cymbel wegen der Untersuchungsmethode, die stehende Oszillogramme verlangt, nicht untersucht werden, weil die Pfeifen zur Zeit der Messung gegeneinander unrein gestimmt waren und deshalb Schwebungen zeigten. Es ist zu hoffen, daß sie mit der Suchtonanalyse baldigst gemessen werden können.

Für freundliche Unterstützung bei den Messungen bin ich Herrn Kantor Schneider im Reinhardtsgrimma und Herrn Kantor Höpner zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 30. Mai 1940.)

Über die linearen und nichtlinearen Verzerrungen beim Schallplattenverfahren*)

Von Gunter Guttwein

(Mit 21 Textabbildungen)

I. Aufgabenstellung

Die Physik des Schallplattenverfahrens hat in neuerer Zeit erhöhte Beachtung gefunden, wie eine Anzahl von Arbeiten[1]), [2]), [3]), [4]) über dieses Gebiet beweist. In Abhandlungen meist theoretischer Natur sind Probleme des Abspielvorganges und die durch ihn bedingten Verzerrungen erörtert worden.

In der vorliegenden Arbeit soll auf experimenteller Grundlage ein Überblick über die Verzerrungen gegeben werden, die beim Schallplattenverfahren nach der Methode der Seitenschrift unter praktischen Betriebsbedingungen auftreten.

Was die linearen Verzerrungen betrifft, so ist die Frequenzkurve der Gesamtanordnung im allgemeinen bekannt. Dagegen herrscht gelegentlich noch Unklarheit über den Einfluß des Schneidvorganges, des Plattenmaterials und des Abspielvorganges. Die Einwirkung dieser Vorgänge auf den Frequenzgang soll daher untersucht werden.

Die nichtlinearen Verzerrungen sollen ihrer Größe nach bestimmt werden. Es soll ferner festgestellt werden, wodurch sie entstehen und wie sie sich auf die einzelnen Glieder der Übertragungskette (Schreiber, Aufzeichnungsvorgang, Abspielvorgang, Tonabnehmer) verteilen. Neben den hartgepreßten Schwarzplatten werden die Folien (direkt abspielbare Platten mit Schneidschicht aus Lack, Gelatine oder Kunststoff) eingehend behandelt werden.

II. Schallplattenschreiber

Die üblicherweise benutzten Schallplattenschreiber stellen ein elektromagnetisch ange-

*) Gekürzte Fassung einer von der Technischen Hochschule Berlin zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigten Dissertation. D 83.

[1]) Di Toro, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 29 (1937), S. 493.

[2]) Pierce und Hunt, J. Acous. Soc. Am. 10 (1938), S. 14.

[3]) Löfgren, Akust. Z. 3 (1938), S. 350.

[4]) Bierl, Akust. Z. 4 (1939), S. 238.

triebenes, hochabgestimmtes Schwingsystem dar. Damit man genügende Empfindlichkeit bekommt, wird die Eigenfrequenz in den Übertragungsbereich gelegt. Die Resonanzspitze wird mechanisch gedämpft.

Um das Verhalten des Schreibers von den durch das Plattenmaterial ausgeübten Einflüssen trennen zu können, wurde eine Meßanordnung geschaffen, mit der ohne jeden Eingriff in das schwingende System die Stichelbewegung erfaßt werden kann.

An dem Schreiber wurde eine isoliert aufgesetzte Gegenelektrode angebracht, die als Belegung eines Kondensators dient. Die zweite Belegung wird vom Stichel selbst dargestellt (vgl. Abb. 1). Bei Erregung des Schreibers ändert sich mithin die Kapazität. Dieser Kondensator liegt parallel zur Kapazität eines Schwingungskreises, welcher von einem Hochfrequenz-Generator gespeist wird. Dessen Wellenlänge wird so eingestellt, daß man auf der halben Höhe eines Astes der Resonanzkurve des Schwingungskreises arbeitet. Wird jetzt der Schreiber erregt, so ändert sich die Zusatzkapazität. Dadurch wandert der Arbeitspunkt auf der Resonanzkurve hin und her, und es entsteht eine Modulation der Hochfrequenz. An einem hinter den Resonanzkreis geschalteten Gleichrichter kann eine Niederfrequenzspan-

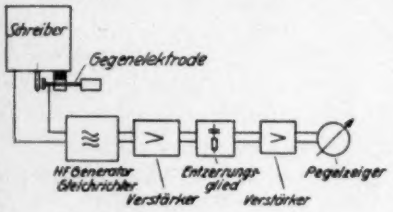


Abb. 1. Meßanordnung für die Bewegung des Schreibstichels

nung abgenommen werden, die proportional der Stichelauslenkung ist (Methode der halben Resonanzkurve).

Beim Schallplattenverfahren wird nun bekanntlich so gearbeitet, daß die tiefen Frequenzen — etwa bis 250 Hz — mit konstanter Auslenkung, die Frequenzen oberhalb 250 Hz mit konstanter Geschwindigkeit aufgeschrieben werden. Bei der für die Plattenaufnahme üblichen Erregung des Schreibers würde also am Ausgang der Meßanordnung bis etwa 250 Hz eine konstante, danach eine mit ω abfallende Spannung entstehen. Um die gleiche Frequenzcharakteristik zu erhalten, wie sie beim Abspielen einer Schallplatte entsteht, wurde ein Entzerrungsglied mit entsprechendem Dämpfungsverlauf eingeschaltet.

In Abb. 2 ist die mit dem Pegelschreiber gewonnene Frequenzkurve eines Schallfolien-Schreibers wiedergegeben, welche mit dieser Meßanordnung aufgenommen wurde. Die Kurve weist bei etwa 3500 Hz eine Resonanz-

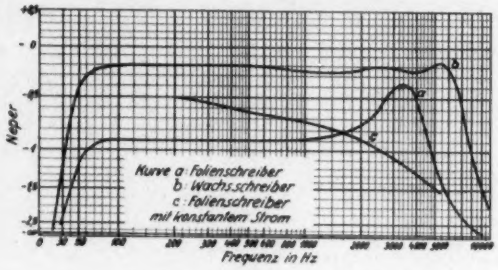


Abb. 2. Frequenzgänge von Schreibern

spitze von 0,5 Neper auf. Ursache dieser Erscheinung ist eine ungenügende Dämpfung des Schreibers.

In Abb. 2 ist weiterhin die Meßkurve für einen Wachsschreiber eingezeichnet. Der Verlauf ist trotz des großen Frequenzumfanges sehr ausgeglichen. Bei etwa 5500 Hz ist eine schwache Resonanzstelle erkennbar.

Die linearen Verzerrungen können in dieser Weise erfaßt werden. Es soll nun die Möglichkeit für nichtlineare Verzerrungen untersucht werden.

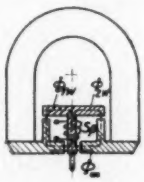


Abb. 3. Prinzipskizze der untersuchten Schreiber

Der grundsätzliche Aufbau der Schreiber, welche für die vorliegenden Untersuchungen benutzt wurden, geht aus Abb. 3 hervor.

Ein nichtlineares Arbeiten eines solchen Systems kann folgende Ursachen haben:

a) Magnetische Übersteuerung des Eisens[5]), [6]). Gefährdet ist hier besonders die schwingende Zunge, deren Abmessungen mit Rücksicht auf genügende Empfindlichkeit und hohe Eigenfrequenz klein gehalten werden. Die Eisenverzerrungen ergeben wegen der Symmetrie der Hysteresisschleife ungeradzahlige Harmonische[7]). Da es sich um eine Sättigungs-

[5]) v. Braunmühl und Weber, Einführung in die angewandte Akustik. Leipzig 1936.

[6]) Bartels und Severin, Telefunkenztg., Nr. 75 (1937), S. 27.

[7]) Vgl. etwa Wallot, Theorie der Schwachstromtechnik. Berlin 1932, S. 316.

erscheinung handelt, ist die Spitze der verzerrten Kurve gegenüber der unverzerrten Sinuslinie abgeflacht.

b) Der Schreiber arbeitet nur dann linear, wenn der von der Spule *Sp* erzeugte Wechselfluß im linken Luftspalt (Φ_{1w}) ebenso groß wie im rechten Luftspalt (Φ_{2w}) ist. Sobald die Zunge ausgelenkt wird, ist dies nur dann der Fall, wenn die Amplituden im Luftspalt klein zur Gesamtlänge aller im magnetischen Kreis vorhandenen Luftwege bleiben. Da diese Bedingung auf Grund des Aufbaues der Schreiber nicht ohne weiteres als erfüllt angesehen werden kann, muß mit Verzerrungen gerechnet werden. Wegen des symmetrischen Aufbaues entstehen auch hier ungeradzahlige Komponenten, vornehmlich die 3. Harmonische. Die verzerrte Kurve weist gegenüber der Sinuslinie eine überhöhte Spitze auf. Es ist deshalb anzunehmen, daß diese Verzerrungen und die unter a) erwähnten sich in einem bestimmten Amplitudengebiet zum Teil ausgleichen.

c) Die Auslenkung der schwingenden Teile ist so groß, daß die Rückstellkraft nicht mehr linear verläuft, da der Gültigkeitsbereich des Hookeschen Gesetzes überschritten wird[6]).

Durch Aufnahme der statischen Kennlinie unter dem Mikroskop wurde festgestellt, daß die Auslenkung im durchgesteuerten Amplitudenbereich proportional der wirkenden Kraft ist. Diese Verzerrungsursache ist also für die benutzten Schreiber von untergeordneter Bedeutung.

Zur Messung der Nichtlinearität wurde zunächst die in Abb. 1 beschriebene Anordnung benutzt, damit tatsächlich der Schreiber unabhängig von allen anderen Einflüssen erfaßt wird.

Diese Meßanordnung ergibt indessen selbst Verzerrungen. Die Kapazität zwischen Stichel und Gegenelektrode kann näherungsweise als Plattenkondensator aufgefaßt werden. Dann gilt folgende Beziehung:

$$C = \frac{K}{d}$$

(K = Konstante, d = Plattenabstand).

Infolge der Stichelbewegung ändert sich der Abstand d

$$d = d_0 + d_w \sin \omega t .$$

Es wird also:

$$C = \frac{K}{d_0 + d_w \sin \omega t} = \frac{K}{d_0}\left(1 + \frac{d_w}{d_0} \sin \omega t)\right)^{-1} .$$

Es sei:

$$\frac{d_w}{d_0} = q .$$

Zur weiteren Rechnung entwickelt man die letzte Gleichung in eine Reihe, die nach dem kubischen Glied abgebrochen ist, und wandelt die zweiten und dritten Potenzen der Sinus- und Kosinusglieder um. Man erhält auf diese Weise:

$$C = K_1\left[1 + \frac{q^2}{2} - \left(q + \frac{3}{4}q^3\right)\sin \omega t - \frac{q^2}{2}\cos 2\,\omega t + \frac{q^3}{4}\sin 3\,\omega t\right].$$

Da durch den in die Meßanordnung eingebauten Entzerrer ein der Tonabnehmer-Abtastung entsprechender Frequenzgang erzielt wird, müssen die einzelnen Harmonischen mit ihrer Ordnungszahl multipliziert werden:

$$C = K_1\left[1 + \frac{q^2}{2} - \left(q + \frac{3}{4}q^3\right)\sin \omega t - q^2\cos 2\,\omega t + \frac{3}{4}q^3\sin 3\,\omega t\right].$$

Es entsteht also durch die Meßanordnung selbst ein Klirrfaktor, welcher vom Verhältnis q abhängig ist. q läßt sich nicht beliebig verkleinern, da die Anordnung sonst zu unempfindlich und zu störanfällig wird. Im vorliegenden Fall kann man etwa bis zum Werte $q = {}^1/_{10}$ gehen. Dafür errechnet sich auf Grund obiger Gleichung ein quadratischer Klirrfaktor[8]) von etwa 10% und ein kubischer von etwa 0,75%.

Weitere Verzerrungen der Anordnung sind nicht zu erwarten. Der Modulationsgrad des H. F.-Kreises ist außerordentlich klein und liegt in der Größenordnung von ${}^1/_{1000}$. Infolgedessen bleiben die Modulations- und Demodulationsverzerrungen sehr gering.

Die Methode der Auslenkungsmessung ist also zur Erfassung der kubischen Verzerrung geeignet, bei Messung der quadratischen versagt sie wegen zu hoher Eigenverzerrung.

Da bei den Schreibern im wesentlichen kubische Verzerrungen zu erwarten sind, ist die Anwendung der Meßmethode zu rechtfertigen. Die Messung erfolgte in der Weise, daß ein reiner Sinuston auf den Schreiber gegeben wurde. Aus dem am Ausgang

[8]) Ist h_0 die Spannung des Grundtones und h_2, h_3, h_4 ... die Spannung der 2., 3., 4. ... Harmonischen, so wird bezeichnet als

Klirrfaktor	$\frac{1}{h_0}\sqrt{h_2^2 + h_3^2 + h_4^2 + \dots}$
quadratischer Klirrfaktor	$\frac{1}{h_0}\sqrt{h_2^2 + h_4^2 + \dots}$
kubischer Klirrfaktor	$\frac{1}{h_0}\sqrt{h_3^2 + h_5^2 + \dots}$

des Abtastgerätes entstehenden Frequenzgemisch wurde die dritte Harmonische durch Siebketten ausgesondert. Um die in diesem Zusammenhang nichtinteressierenden Verzerrungen des den Schreiber speisenden Verstärkers klein zu halten, wurde statt des betriebsmäßig verwendeten 2 Watt-Verstärkers eine 20 Watt-Type benutzt.

In Abb. 4 sind die Meßergebnisse für einen Wachsschreiber und für einen Folienschreiber aufgetragen. Außerdem sind die am Verstärkerausgang vorhandenen Gesamtverzerrungen der

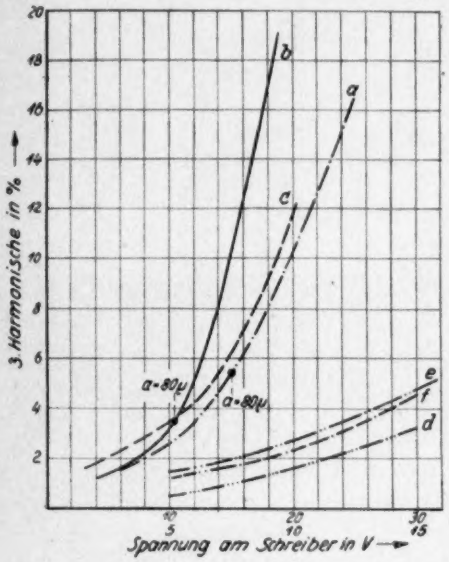


Abb. 4. Nichtlineare Verzerrungen von Schallplattenschreibern

Kurve a: Folienschreiber Nr. 1064 bei 250 Hz
Kurve b: Wachsschreiber Nr. 606 bei 250 Hz
Kurve c: Folienschreiber Nr. 1064 mit Hilfsspule
Kurve d: Verstärker-Ausgang des Folienschreibers
Kurve e: Folienschreiber bei 800 Hz, gemessen
Kurve f: Folienschreiber bei 800 Hz, berechnet aus Meßwerten bei 250 Hz

Spannung am Folienschreiber angegeben. Als Meßfrequenz wurde 250 Hz gewählt, weil hier die vom Schreiber aufgenommene Scheinleistung am größten ist.

Aus den Kurven ist ersichtlich, daß mit wachsender Erregungsspannung die Verzerrungen stark zunehmen. Der Wachsschreiber besitzt geringere Verzerrungen, aber einen steileren Anstieg der Kurve.

Zur Klärung der Frage, ob die Hauptursache der Verzerrung im zu engen Luftspalt oder in der magnetischen Übersteuerung des Ankereisens liegt, wurde folgende Messung durchgeführt: Es wurde eine Hilfsspule über den Stichel geschoben und der Anker durch Einlegen von Preßspanstücken festgeklemmt. An der Hilfsspule entsteht eine Spannung, die im wesentlichen durch den vom Anker geführten Wechselfluß induziert wird. Die Verzerrungen dieser Spannung wurden nach der beschriebenen Methode gemessen, das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 4 eingezeichnet. Der Kurvenverlauf zeigt den gleichen Charakter wie die Auslenkungsmessung. Daraus geht hervor, daß bereits der Fluß im Anker verzerrt ist, und daß durch diese Erscheinung die Nichtlinearität des Schreibers im wesentlichen bestimmt ist.

Eine größere Anzahl von Messungen an verschiedenen Schreibern gleicher Ausführungsform ergab stets den gleichen charakteristischen Verzerrungs-Verlauf mit gewissen Abweichungen der Absolutwerte.

Da die Hauptursache der Nichtlinearität bekannt ist, läßt sich auch die Frage ihrer Frequenzabhängigkeit klären. Die Verzerrungen sind abhängig vom Fluß durch den Anker, mithin vom Strom in der Erregerspule. Dieser ist ungefähr proportional der Auslenkung, so daß man in erster Näherung die Verzerrungen als proportional der Auslenkung ansehen kann. Bei der heute üblichen Schneidmethode beträgt der Höchstwert der Auslenkung ungefähr 80 μ. In Abb. 4 sind diese Auslenkungswerte eingetragen, so daß die im ungünstigsten Falle möglichen Verzerrungen aus den Kurven abgelesen werden können.

Um Angaben über die bei höheren Frequenzen auftretenden Verzerrungen machen zu können, wurde in Abb. 2 die Auslenkung eines Schallfolienschreibers, dessen Frequenzkurve horizontal verläuft, bei Erregung mit konstantem Strom aufgetragen. Die Kurve fällt mit wachsender Frequenz ab, vermutlich infolge der zunehmenden Verluste.

In Abb. 4 ist noch eine Meßkurve für 800 Hz eingetragen. Daneben sind die Werte eingezeichnet, die sich aus der 250 Hz-Messung ergeben, wenn man bei beiden Frequenzen auf gleichen Strom bezieht. Die Übereinstimmung der Kurven ist zufriedenstellend.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Die wesentliche Verzerrungsursache bei Schallplattenschreibern liegt in der magnetischen Übersteuerung des Ankereisens. Die Nichtlinearitäten sind ungefähr proportional der Auslenkung, sie treten deshalb bei tiefen Frequenzen am stärksten in Erscheinung.

Es soll nun eine zahlenmäßige Erfassung des Schreibers als Schwingsystem durchgeführt werden, da die Kenntnis dieser Daten für die weiteren Überlegungen wichtig ist.

Die Untersuchung wurde mit dem Folienschreiber durchgeführt. Er kann als einwelliges System betrachtet werden und ist daher in seinem Verhalten einfach zu übersehen.

Wird ein Schwingsystem mit der Kraft P erregt, so gilt für die Auslenkung a der erzwungenen Schwingung[9])

$$a = \frac{P}{\omega} \frac{1}{\sqrt{\left(\omega M - \frac{H}{\omega}\right)^2 + R^2}} = \frac{P}{H} \frac{\varrho}{\sqrt{z^2 + \varrho^2 (1 - z^2)}}.$$

Es bedeutet:

M = die Masse des Schwingsystems,

H = seine Steifigkeit,

R = seinen Wirkwiderstand,

$z = \frac{\omega}{\omega_0}$ = das Verhältnis der betrachteten Frequenz zur Eigenfrequenz,

$\varrho = \frac{\pi}{d}$ = die Resonanz-Überhöhung,

d = das Dämpfungsdekrement.

Die vorstehenden Formeln gelten für translatorische Bewegung. Um sie für den Schreiber anwenden zu können, dessen Anker eine Drehbewegung ausführt, muß man die einzelnen Größen auf die Stichelspitze beziehen.

Die Daten des Systems können auf Grund der folgenden Überlegungen bestimmt werden: Für die Frequenz 0 wird

$$a = \frac{P}{H}.$$

Durch Ausmessen der statischen Auslenkung unter dem Mikroskop wurde bei dem untersuchten Folienschreiber eine Auslenkungskraft von 100 g für 65 μ, bezogen auf die Stichelspitze, festgestellt. Die Eigenresonanz dieses Schreibers, bei dem die Fettdämpfung entfernt worden war, wurde durch Aufnahme der Frequenzkurve mit dem Hochfrequenzkreis zu 2700 Hz bestimmt. Gleichzeitig wurde die Resonanz-Überhöhung zu $\varrho = 15$ ermittelt. Damit findet man:

$$H = 15400 \text{ g cm}^{-1}$$
$$M = 0{,}53 \cdot 10^{-4} \text{ g cm}^{-1} \text{s}^2$$
$$R = 6{,}05 \cdot 10^{-2} \text{ g cm}^{-1} \text{s}$$

(Mit g ist hier und an allen folgenden Stellen die Krafteinheit Gramm bezeichnet.)

[9]) Vgl. z. B. BARKHAUSEN, Einführung in die Schwingungslehre. 2. Aufl. Leipzig 1940.

Wird der Schreiber so weit gedämpft, daß die Frequenzkurve ungefähr horizontal verläuft ($\varrho = 1$), so wird

$$R = 0{,}9 \text{ g cm}^{-1} \text{s}.$$

In Abb. 5 ist der Verlauf des Scheinwiderstandes des gedämpften und ungedämpften Schreibers abhängig von der Frequenz angegeben.

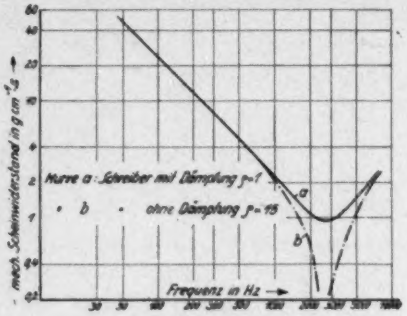


Abb. 5. Mechanischer Scheinwiderstand eines Folienschreibers

III. Schneidvorgang und Plattenwerkstoff

Die Methode der Auslenkungsmessung mit dem Hochfrequenzkreis gestattet es, in einfacher Weise festzustellen, ob eine Rückwirkung des Plattenmaterials auf den Schreiber stattfindet. Vergleicht man die beim Arbeiten des Schreibers in Luft erhaltene Frequenzkurve mit der, die beim Schneiden einer Platte registriert wird, so findet man zum größten Teil Übereinstimmung. Nur bei der Resonanzfrequenz des Schreibers ist ein Unterschied erkennbar. Läuft die beim Schneiden gewonnene Kurve horizontal, so weist die in Luft gemessene Kurve eine geringe Überhöhung auf. Eine Rückwirkung des Schneidvorganges ist also nur in der Nähe der Resonanzfrequenz zu beobachten.

Die Ursache dieser Erscheinung kann an Hand des Ersatzschemas Abb. 6 untersucht werden. Dem Strom i des Schemas entspricht die Geschwindigkeit der Stichelspitze. L_s, C_s und R_s sind die induktive, kapazitive und Ohmsche Komponente des Schreiberwiderstandes, R_p ist der durch den Schneidvorgang entstehende Widerstand des Materials. (Alle Größen sind

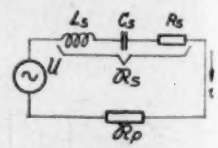


Abb. 6. Ersatzschema für Schreiber und Schneidvorgang

auf die Stichelspitze bezogen.) Man erkennt aus dem Ersatzschema, daß der Werkstoff-Einfluß nur dann bedeutend werden kann, wenn R_p größer als R_s ist. Der Schreiber hat bei der Resonanzfrequenz ein Minimum seines Scheinwiderstandes (vgl. Abb. 5). Daher macht sich hier der Einfluß von R_p besonders bemerkbar.

Um beurteilen zu können, wie groß der Werkstoff-Einfluß im einzelnen werden kann, muß R_p zahlenmäßig bekannt sein. Diese Zahlenwerte wurden in folgender Weise gewonnen: Mit dem schon erwähnten dämpfungslosen Schreiber, dessen Resonanz-Überhöhung zu $\varrho = 15$ festgestellt worden war, wurde die Resonanzfrequenz aufgezeichnet. Bei 400 Hz ist ein Materialeinfluß nicht mehr vorhanden, da beim Arbeiten des Schreibers in Luft die gleiche Auslenkung gemessen wurde wie beim Schneiden. Zeichnet man jetzt einmal 400 Hz und dann die Resonanzfrequenz auf und mißt die Lichtbandbreite[10]), so kann man daraus die jeweilige Resonanz-Überhöhung und den Schneidwiderstand berechnen. In der folgenden Tabelle sind diese Widerstände für die üblichen Plattenwerkstoffe zusammengestellt:

Material	Schneidwiderstand in g cm^{-1} s gemessen bei 2700 Hz
Lack	0,15—0,3
Kunststoff	0,25—0,3
Gelatine	0,4
Wachs	0,08

Durch den Schneidvorgang entsteht nur eine unwesentliche Verschiebung der Resonanzlage gegenüber dem Arbeiten des Schreibers in Luft. Daraus ist zu entnehmen, daß die vom Material herrührenden elastischen Kräfte nicht sehr groß sind, und daß R_p den Charakter eines Wirkwiderstandes besitzt.

Der Schneidradius, die Art des Stichels und die Schnittiefe gehen in das Meßergebnis ein. Die oben angegebenen Werte gelten für 10 cm Radius, für Stahlstichel handelsüblicher Ausführung und die für jedes Material übliche Schnittiefe.

[10]) E. Meyer und Buchmann, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), S. 147.

Von besonderem Interesse ist die Abhängigkeit des Widerstandes R_p vom Schneidradius. In Abb. 7 ist dargestellt, wie die mit dem dämpfungslosen Schreiber aufgezeichnete Schnelle als Funktion des Plattenradius verläuft. Es wurde die Resonanzfrequenz geschnitten und das entstehende Lichtband ausgemessen. In dieser Weise sind die für die Lackplatte eingetragenen Punkte entstanden. Bei den Kunststoffplatten, bei denen das Lichtband schwer ablesbar ist, wurde die Messung mit Hilfe des Hochfrequenzkreises durchgeführt. Durch die Meßpunkte läßt sich mit guter Annäherung eine Gerade legen. Die Auslenkung bzw. die Schnelle steigt also proportional mit der aufgezeichneten Wellenlänge an, d. h. der maximale Steigungswinkel α der aufgezeichneten Schwingung bleibt konstant.

Diese Feststellung wurde noch durch folgenden Versuch erhärtet. Mit dem dämpfungslosen

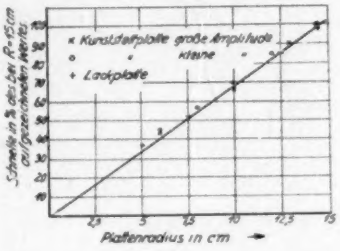


Abb. 7. Abhängigkeit der aufgezeichneten Schnelle vom Plattenradius. Dämpfungsloser Schreiber bei Resonanzfrequenz

Schreiber wurde die Resonanzfrequenz einmal mit normaler Umlaufzahl ($n = 78$) und einmal mit $n = 33{,}3$ geschnitten. Da das Produkt aus Lichtbandbreite und Drehzahl proportional der aufgezeichneten Schnelle ist[10]), so müßte bei der kleinen Drehzahl und bei Verwendung eines normalen Schreibers die 2,3fache Lichtbandbreite entstehen. Da der ungedämpfte Schreiber benutzt wurde, ergeben sich aber auf beiden Platten gleich breite Lichtbänder. Es stellt sich auch diesmal der Zustand ein, daß α konstant bleibt.

Auf Grund dieser Tatsache ergibt sich für ein Plattenmaterial mittlerer Härte (Lack, Kunststoff): Der Schneidwiderstand des Schallträgers schwankt zwischen 0,6 g cm^{-1} s (bei 5 cm Plattenradius) und 0,2 g cm^{-1} s (bei 15 cm Plattenradius). Zum Aufzeichnen einer Schnelle von 13 cm s^{-1} sind innen (5 cm Radius) 5 mW,

außen (15 cm Radius) 1,7 mW Leistung erforderlich.

Mit diesen Zahlenangaben ist man in der Lage, die lineare Verzerrung abzuschätzen, welche bei Verwendung eines normal gedämpften Schreibers durch den mit dem Radius schwankenden Schneidwiderstand entsteht. Es möge ein derart gedämpfter Schreiber benutzt werden, daß am äußeren Plattenrand (Radius 15 cm) eine horizontale Frequenzkurve aufgezeichnet wird. Für die im Platteninnern (Radius 5 cm) aufgezeichnete Schnelle errechnet sich dann für die Resonanzfrequenz ein Abfall von etwa 30%. Dieser Wert wird durch direkte Messung bestätigt.

Nachdem die durch den Schneidvorgang entstehenden linearen Verzerrungen behandelt worden sind, sollen nun die nichtlinearen untersucht werden.

Nimmt man an, daß der Materialwiderstand R_p (Abb. 6) nichtlinearen Charakter hat, so ersieht man aus dem Ersatzschema, daß der Schreiberwiderstand R_s, der ja bei einem gedämpften Schreiber stets größer als R_p ist, zur Linearisierung beiträgt.

Wie weit ist der Materialwiderstand überhaupt nichtlinear? In Abb. 8 sind 2 Amplitudenkurven gezeichnet, die durch Ausmessen des Lichtbandes von Lackplatten erhalten wurden. Die Kurven gelten für 5 und 14 cm Schneidradius. Geschnitten wurde mit dem dämpfungslosen Schreiber und normalem Stahlstichel. Die Kurven verlaufen bis zu einem bestimmten Punkte linear, um dann abzuknicken.

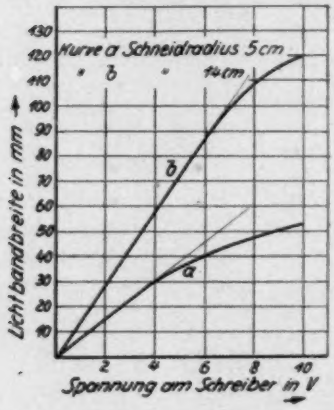


Abb. 8. Amplitudenkurven bei verschiedenen Schneidradien. Dämpfungsloser Schreiber bei Resonanzfrequenz

In Abb. 8 liegen die Linearitätsgrenzen etwa bei 30 und 100 mm Lichtbandbreite. Berechnet man für beide Punkte den maximalen Rillensteigungswinkel α, so findet man 17° und 19°. Man muß also annehmen, daß die Amplitudenkurve nur bis zu einem bestimmten Steigungswinkel geradlinig verläuft.

Es ist einleuchtend, daß der Steigungswinkel von bestimmendem Einfluß auf den Schneidvorgang ist. In Abb. 9 ist ein Schnitt durch den Stichel in der Ebene der Plattenoberfläche gezeichnet. Die erzeugte Schallrille ist ebenfalls angedeutet. Man ersieht aus der Skizze, daß von einem wirklichen „Schneidvorgang" nur die Rede sein kann, wenn der mit δ bezeichnete Stichelwinkel kleiner als $90° - \alpha$ ist.

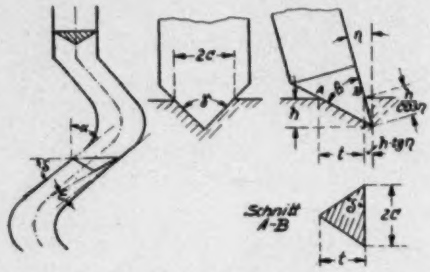


Abb. 9. Schnitt durch den Stichel in Plattenebene und Winkel am Stichel

Die Größe des Winkels δ kann auf Grund von Abb. 9 folgendermaßen berechnet werden:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{t}{c},$$

$$t = h\operatorname{tg}(\beta+\eta) - h\operatorname{tg}\eta\,; \qquad c = \frac{h}{\cos\eta}\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2},$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{[\operatorname{tg}(\beta+\eta) - \operatorname{tg}\eta]\cos\eta}{\operatorname{tg}\frac{\gamma}{2}}.$$

Der Winkel β ist bei handelsüblichen Stahlsticheln etwa 56°, der Profilwinkel γ beträgt 90°. Beim Schneiden von Lackplatten ist der Anstellwinkel η etwa 5°. Hieraus errechnet sich δ zu 60°. Da der maximale Rillensteigungswinkel α, bis zu dem verzerrungsfrei geschnitten werden kann, zu etwa 18° festgestellt wurde, ergibt sich daraus für die benutzten Lackplatten ein Freiwinkel von $\varepsilon = 12°$. Dieser Freiwinkel kann als eine Materialkonstante angesehen werden, die für verzerrungsfreie Aufzeichnung nicht unterschritten werden darf.

Mit Rücksicht auf eine möglichst gute Haltbarkeit der Spitze wird bei Sticheln aus Diamant und Saphir der Winkel β gelegentlich ziemlich groß gewählt. Aus vorstehender Überlegung folgt, daß diese Dimensionierung den Schneidvorgang erschwert und Verzerrungen hervorrufen kann.

Aus den bisherigen Untersuchungen kann geschlossen werden, daß bei richtiger Beschaffenheit von Schreiber und Stichel die Einflüsse des Plattenmaterials, die zu einer nichtlinearen Stichelbewegung Anlaß geben könnten, gering sind.

Es wäre jedoch der Fall denkbar, daß die Stichelbewegung zwar sinusförmig erfolgt, jedoch die geschnittene Rille infolge einer nachträglichen Veränderung des Tonträgers von der Sinusform abweicht. Wie die später behandelten Meßergebnisse der Gesamtverzerrung erkennen lassen, treten starke Nichtlinearitäten nur bei hohen Frequenzen und kleinen Plattenradien auf. Wenn also derartig vom Plattenmaterial herrührende Verzerrungen vorhanden wären, so müßten sie besonders bei diesen Schneidbedingungen in Erscheinung treten.

Zur Klärung dieser Frage wurde auf eine Lackplatte bei etwa 7,5 cm Radius ein 6000 Hz-Ton geschnitten, und zwar mit einer Schnelle von 33 cm/s. Dies stellt den Höchstwert dar, der auf Grund der vorherigen Überlegungen noch sicher verzerrungsfrei aufgezeichnet werden kann. Als Stichel wurde ein Saphir mit $\beta = 42^0$ benutzt. In Abb. 10 ist eine mikroskopische Aufnahme des Rillengrundes dieser Platte in 100facher Vergrößerung dargestellt. Man erkennt, daß die aufgezeichnete Kurve anscheinend sinusförmig verläuft; gelegentlich kleine Abweichungen, die wahrscheinlich von einer Inhomogenität des Materials herrühren, kommen vor. In Abb. 10 ist ferner eine 5,7fache photographische Vergrößerung dieses Bildes dargestellt. Daraus geht hervor, daß die Kurvenform sehr gut sinusförmig ist. Eine nach der Methode von Runge durchgeführte harmonische Analyse dieser Kurve lieferte einen Oberschwingungsanteil von ungefähr 9%. Dabei ist nicht die Verzerrung der Auslenkung, sondern die der Schnelle berechnet, d. h. die Werte der einzelnen Harmonischen wurden mit ihrer Ordnungszahl multipliziert. Dieser Klirrfaktor stellt nur einen ungefähren Wert dar, da eine genaue Analyse wegen der unvermeidlich unscharfen Konturen nicht möglich ist, und auch nur ein einziger Wellenzug untersucht wurde. Im Vergleich zu den später behandelten Messungen der Gesamtverzerrungen ist der Klirrfaktorwert auf jeden Fall als unbedeutend zu bezeichnen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei Einhaltung richtiger Schneidbedingungen der vom Schneidvorgang und Plattenmaterial herrührende Anteil der nichtlinearen Verzerrungen gering ist.

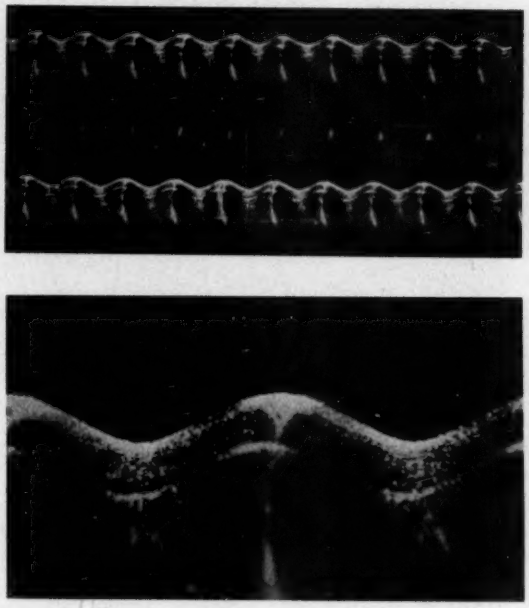


Abb. 10. Mikrophotographische Aufnahme des Rillengrundes einer 6000 Hz Aufzeichnung. Oben in 100facher, unten in 572facher Vergrößerung

IV. Der Abspielvorgang

Bevor die Einzelheiten des Abspielvorganges durch elektromagnetische oder elektrodynamische Tonabnehmer behandelt werden, muß auf eine Tatsache, die für den ganzen Vorgang von Wichtigkeit ist, aufmerksam gemacht werden.

Die vom Tonabnehmer erzeugte Spannung ist nicht proportional der auf der Platte aufgezeichneten Auslenkung a, sondern proportional $\frac{da}{dt}$. Mit dem Tonabnehmer ist ein Glied in den Übertragungsvorgang eingeschaltet, welches — mathematisch gesehen — eine Differentiation ausübt. Beim Vorhandensein eines solchen Schaltelementes erscheinen beim Auftreten von nichtlinearen Verzerrungen die entstehenden Ober- und Kombinationstöne mit anderen Amplituden als im Normalfall. Auf diese Tatsache

ist von LÖFGREN[3]) für die durch einen schrägstehenden Tonabnehmer entstehenden Verzerrungen aufmerksam gemacht worden. Sie gilt aber auch für alle anderen durch den Abtastvorgang entstehenden Nichtlinearitäten, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Bei der rechnerischen Behandlung von nichtlinearen Vorgängen geht man im allgemeinen von einer gekrümmten Amplitudencharakteristik aus. Die Gleichung dieser Kennlinie sei

$$y = a\,x + b\,x^2 + c\,x^3 .$$

Wirken 2 Töne gleichzeitig, so hat man zu setzen

$$x = U_1 \sin \omega_1 t + U_2 \sin \omega_2 t .$$

Die Ausführung der Rechnung liefert bekanntlich für $y = f(t)$ einen Ausdruck, in dem außer den Grundtönen auch Obertöne und Kombinationstöne enthalten sind. Bei der Schallplatte entspricht $y = f(t)$ dem zeitlichen Verlauf der Auslenkung der Nadelspitze. Die vom Tonabnehmer gelieferte Spannung ist jedoch proportional $\frac{dy}{dt} = F(t)$. Berechnet man $F(t)$, so erhält man ein Ergebnis, das in der folgenden Tabelle mit dem für $f(t)$ verglichen ist. Es ist jeweils das Verhältnis der Oberton- bzw. Kombinationstonamplitude zur Amplitude des höheren Grundtones (Frequenz f_2) angegeben. Durch das kubische Glied der Kennlinie entsteht nicht nur die 3. Harmonische, sondern auch ein Beitrag zur Grundfrequenz. Im Interesse der Übersichtlichkeit sind diese Grundfrequenzen vernachlässigt worden. Der Grundton ist also stets zu $a\,U_2$ bzw. $a\,\omega_2\,U_2$ angenommen worden. Die nachstehende Tabelle ist daher bei großen kubischen Verzerrungen nicht mehr gültig.

Man erkennt aus dieser Zusammenstellung folgendes: Ist in den Übertragungsweg ein differenzierendes Glied eingeschaltet, so hängt die Amplitude der Kombinationstöne auch vom Frequenzverhältnis der beiden zusammenwirkenden Schwingungen ab. Gegeben seien z. B. die Primärtöne 1800 und 2000 Hz, die — etwa auf einen Verstärker geschaltet — 5% Kombinationstöne ersten Grades erzeugen mögen, d. h. der Differenzton (200 Hz) und der Summationston (2800 Hz) mögen $^5/_{100}$ der Amplitude des 2000 Hz-Tones erreichen. Gibt man dagegen das Tonpaar auf ein Gerät mit geschwindigkeits-proportionaler Wiedergabespannung, so erreicht der Differenzton nur $^5/_{1000}$ der Amplitude von 2000 Hz, während der Summationston jetzt $\frac{3800}{2000} \cdot \frac{5}{100} = \frac{9{,}5}{100}$ der Amplitude des höheren Grundtones beträgt.

Frequenz des Kombinations- oder Obertones	Amplitude des Kombinationstones / Amplitude des höheren Grundtones für $y = f(t)$ Wiedergabespannung proportional Auslenkung	für $y = F\,t$ Wiedergabespannung proportional Geschwindigkeit
$2f_2$	$\frac{1}{2}\frac{b}{a}U_2$	$\frac{b}{a}U_2$
$f_2 - f_1$	$\frac{b}{a}U_1$	$\frac{f_2 - f_1}{f_2}\frac{b}{a}U_1$
$f_2 + f_1$	$\frac{b}{a}U_1$	$\frac{f_2 + f_1}{f_2}\frac{b}{a}U_1$
$3f_2$	$\frac{1}{4}\frac{c}{a}U_2^2$	$\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_2^2$
$2f_1 - f_2$	$\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1^2$	$\frac{2f_1 - f_2}{f_2}\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1^2$
$2f_1 + f_2$	$\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1^2$	$\frac{2f_1 + f_2}{f_2}\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1^2$
$2f_2 - f_1$	$\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1U_2$	$\frac{2f_2 - f_1}{f_2}\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1U_2$
$2f_2 + f_1$	$\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1U_2$	$\frac{2f_2 + f_1}{f_2}\frac{3}{4}\frac{c}{a}U_1U_2$

Dieses durch Rechnung ermittelte Ergebnis ist auch anschaulich verständlich. Es seien beispielsweise die Primärtöne 5000 und 5500 Hz auf einer Schallplatte aufgezeichnet. Beim Abspielen entstehe eine Verzerrung etwa dadurch, daß die eine Hälfte eines Wellenzuges durch die Nachbarrille beschädigt ist. In diesem Falle wird der Abtastnadel u. a. auch eine 500 Hz-Schwingung aufgezwungen, deren Amplitude $^1/_{10}$ der aufgezeichneten 500 Hz-Frequenz betragen möge. Die Schnelle des Differenztones ist dann nur $^1/_{100}$ von der des 5000 Hz-Tones. Die Differenz-Frequenz 500 Hz erscheint daher am Tonabnehmer nur mit $^1/_{100}$ der Spannung des Primärtones, obwohl ihre Auslenkung $^1/_{10}$ der Primärton-Auslenkung beträgt. Eine ähnliche Überlegung kann auch für den Summationston erfolgen.

Zur meßmäßigen Nachprüfung wurden auf eine Folie die Primärtöne 1600 und 2000 Hz mit gleicher Schnelle aufgezeichnet. Die Platte wurde abgespielt und mit der im folgenden Abschnitt beschriebenen Meßmethode wurde die Stärke der Kombinationstöne im Verhältnis zum 2000 Hz-Ton festgestellt. Das Meßergebnis ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Alle Meßwerte sind auf eine horizontale Tonabnehmerfrequenzkurve umgerechnet. In der Tabelle ist für jede Frequenz angegeben, wieviel db ihre Spannung unterhalb der des 2000 Hz-Tones gefunden wurde. Alle Messungen sind bei 5 cm Abspielradius ausgeführt worden.

Frequenz	Pegel in db unterhalb 2000 Hz-Ton	Spannungsverhältnis zum Pegel bei 5600 Hz bzw. 3600 Hz	
		berechnet	gemessen
$f_2 - f_1 = 400$	34	1 : 9	1 : 8
$f_2 + f_1 = 3600$	16	—	—
$2f_1 - f_2 = 1200$	38	1 : 4,7	1 : 4,4
$2f_2 - f_1 = 2400$	31	1 : 2,3	1 : 2
$2f_1 + f_2 = 5200$	25	1 : 1,08	1 : 1
$2f_2 + f_1 = 5600$	25	—	—

Bei der Auswertung wurden 3600 und 5200 Hz als Bezugsfrequenzen angesehen. Das Verhältnis der Amplituden der anderen Kombinationstöne zu der Amplitude der Bezugsfrequenzen ist angegeben. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung befriedigend.

Infolge der Eigenart der Abtastung können also bei der Schallplatte von frequenzmäßig nebeneinanderliegenden Primärtönen nur schwache Differenztöne entstehen. Dafür werden die Summationstöne stärker. Die nichtlinearen Verzerrungen haben also einen anderen Charakter als z. B. beim Tonfilmverfahren. Tatsächlich machen sich beim Abhören von Schallplatten die Verzerrungen im wesentlichen in einem unangenehmen schrillen Klangbild bemerkbar, während Differenztöne selten störend in Erscheinung treten.

Es soll nun der Abspielvorgang im einzelnen betrachtet werden: Folgende Einflüsse können hier lineare und nichtlineare Verzerrungen ergeben:

1. Aufbau des Tonabnehmers,
2. Die Schrägstellung der Schwingungsebene des Tonabnehmers gegenüber dem Abspielradius,
3. Die Abtastnadel ist nicht immer in der Lage, der aufgezeichneten Schwingung formgetreu zu folgen.

1. Über die linearen Verzerrungen elektromagnetischer und elektrodynamischer Tonabnehmer liegen eingehende Untersuchungen vor[11]). Für die nichtlinearen gilt ähnliches, wie bereits für den Schreiber ausgeführt wurde[12]).

Bei der magnetischen Type ist eine Übersteuerung des Ankereisens nicht zu befürchten, da durch die Spule nur ein schwacher Strom fließt. Als wichtigste Verzerrungsursache bleibt also die Möglichkeit, daß die Amplituden im Luftspalt zu groß werden. Dieser Fehler läßt sich jedoch durch richtige Dimensionierung des magnetischen Kreises vermeiden. Ähnliches gilt für einen elektro-dynamischen Tonabnehmer.

Zu den in vorliegender Arbeit durchgeführten Messungen wurden 2 hochwertige Tonabnehmer, ein dynamischer[5]) und ein magnetischer[6]), der mit einer Saphirdauernadel versehen war, benutzt. Beide sind so dimensioniert, daß auf Grund ihres Aufbaues nur sehr geringe Verzerrungen zu erwarten sind. Durch die im folgenden Abschnitt beschriebenen Meßergebnisse wird diese Vermutung bestätigt.

2. Die durch Schrägstellung der Schwingungsebene des Tonabnehmers gegen den Abspielradius entstehenden Verzerrungen sind mehrfach untersucht worden[3]), [13]). Bei Anwendung einer geeigneten Tonarmkonstruktion bleiben diese Verzerrungen gering. Durch einige informatorische Messungen wurde festgestellt, daß bei größeren Fehlwinkeln Schwarzplatten einen stärkeren Klirrfaktor aufweisen als Folien. Diese Erscheinung dürfte so zu erklären sein, daß die weiche Folie sich beim Abtasten in Richtung der Schwingungsebene verformt, so daß die abgetastete Schwingung mehr einer Sinuskurve ähnelt als es bei der Schwarzplatte der Fall ist.

[11]) Kluge, Hochfrequenztechn. 40 (1932), S. 55.
[12]) E. Meyer und Just, Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 264.
[13]) Olney, Electronics, N. Y. 10 (Nov. 1937), S. 19.

3. Ursache der Verzerrungen, die dadurch entstehen, daß die Abtastnadel der aufgezeichneten Schwingung nicht immer formgetreu zu folgen vermag, ist die endliche Größe der Nadelspitze[14]). Weiterhin ist die Tatsache wichtig, daß der Schneidstichel dreieckigen, die Abtastnadel aber kreisförmigen Querschnitt hat. Infolgedessen wird an den Stellen größter Geschwindigkeit der Rillenquerschnitt für die Nadel zu eng, und es entsteht ein Klemmeffekt[2]), [4]).

Zur Beseitigung des Klemmeffektes ist vorgeschlagen worden[2]), einen Tonabnehmer anzuwenden, dessen Anker eine Vertikalbewegung zuläßt, so daß die Nadel jedesmal beim Durchlaufen der Klemmstelle nach oben ausweichen kann. Dadurch ist eine schädliche Wirkung des Klemmeffektes vermieden und die Gefahr einer Verzerrung vermindert. Solche Tonabnehmer sind mehrfach angegeben worden[15]), [16]), sie sind jedoch im praktischen Gebrauch anscheinend noch nicht verbreitet. Da für die in Abschnitt V beschriebenen Messungen ein solches Modell nicht zur Verfügung stand, und die vorliegende Arbeit sich mit den im praktischen Betrieb eingesetzten Geräten befassen will, so wurde für die folgenden Überlegungen und Messungen die übliche Tonabnehmerkonstruktion ohne Vertikalbewegung zugrunde gelegt.

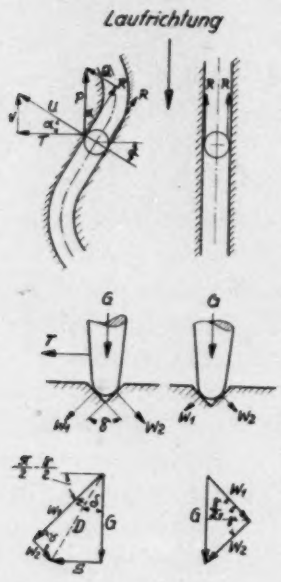


Abb. 11. Auf die Rillenwände ausgeübte Kräfte

Eine weitere wesentliche Verzerrungsursache besteht in der Verformung der aufgezeichneten Schallrille, wie in folgendem gezeigt werden soll.

In Abb. 11 ist Längs- und Querschnitt einer sinusförmig modulierten und einer unmodulierten Schallrille gezeichnet[17]).

Es sei zunächst der Schnitt parallel zur Plattenoberfläche betrachtet. In der unmodulierten Rille treten nur die Reibungskräfte R auf. Ist ein Ton aufgezeichnet, so muß in dem betrachteten Punkt — in dem die Rillensteigung α herrschen möge — zur Überwindung der Reibung R vom Antriebsmotor die Kraft $P = \frac{R}{\cos\alpha}$ aufgebracht werden. Dadurch entsteht außerdem die Komponente $Q = R \operatorname{tg}\alpha$.

Die zur Auslenkung des Tonabnehmers erforderliche Kraft sei T (in Abb. 11 ist angenommen, daß es sich um ein elastisch gehemmtes System handelt). Auf die Rillenwand wirkt infolgedessen die Kraft $U = \frac{T}{\cos\alpha}$. Außerdem tritt die Komponente $V = T \cdot \operatorname{tg}\alpha$ auf, die einen Druck auf die Rillenwand ausübt.

In dem Schnitt senkrecht zu Rille und Plattenoberfläche wirkt auf die unmodulierte Rille nur das Tonabnehmergewicht G. Infolgedessen werden auf die Rillenwände die Kräfte W_1 und W_2 ausgeübt. Es gilt dann, wie sich aus dem Krafteck unmittelbar ablesen läßt,

$$W_1 = W_2 = \frac{G}{2 \sin \gamma/2}.$$

Ist die Rille moduliert, so kommen noch die vom Tonabnehmer herrührende Kraft U sowie die Reibungskomponenten Q hinzu. Ihr Einfluß sei in der Seitenkraft S zusammengefaßt.

Aus dem Krafteck entnimmt man, daß jetzt W_1 angewachsen und W_2 kleiner geworden ist. Unter der Annahme, daß der Profilwinkel $\gamma = 90°$ beträgt (was praktisch mit geringen Abweichungen fast immer der Fall ist), liefert die Rechnung:

$$W_1 = \frac{1}{2}\sqrt{2}\,(G + S),$$

$$W_2 = \frac{1}{2}\sqrt{2}\,(J - S).$$

Es wird vielfach angenommen, daß es ausreichend sei, einen möglichst geringen Schwingungswiderstand des Tonabnehmers zu schaffen. Wie aus den obigen Formeln hervorgeht, ist G für die Rillenbelastung ebenso wichtig wie S. Man sollte daher einen Tonabnehmer mit kleinem mechanischen Widerstand

[14]) Hdb. Exp.-Physik, Technische Akustik, Abschnitt Schallplatten und Magnettontechnik, bearbeitet von E. Meyer, Leipzig 1934.

[15]) Hunt und Pierce, Electronics, N. Y. 11 (März 1938), S. 9.

[16]) Hasbrouk, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 32 (1939), S. 246.

[17]) Vgl. hierzu auch Williams, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 33 (1939), S. 203.

auch mit möglichst geringem Auflagedruck betreiben.

Über die Verformung der Schallrille kann man sich auf Grund der eben skizzierten Kräfteverteilung folgende Vorstellung machen.

a) An den Stellen größter Geschwindigkeit, an denen die Schallrille für die Abtastnadel zu schmal ist, wird die Rille auseinandergedrückt.

b) Beim Anlaufen des „Wellenberges" gegen die Nadelspitze dringt die Nadel infolge der angedeuteten Druckkräfte etwas in das Material ein. Hierdurch entstehen vergrößerte Reibungskräfte und damit wieder erhöhte Verformungskraft. Auf den Wellenberg werden infolgedessen Schub-, Druck- und Biegungskräfte ausgeübt, die ihn deformieren und die abgetastete Amplitude vermindern.

Auf Grund der Hertzschen Gleichungen[18]) der Elastizitätslehre (Annäherung zweier gegeneinandergedrückter Kugeln bzw. von Kugel und Platte) wurde eine überschlägige Festigkeitsrechnung durchgeführt. Sie ergab, daß selbst unter der Annahme, daß sowohl Nadel wie Platte aus Stahl bestehen, bereits bei Kräften von 50 g Verformungen auftreten, die in der Größenordnung der geringen, bei hohen Frequenzen aufgezeichneten Auslenkungen liegen.

Es sollen nun einige Meßergebnisse besprochen werden, aus denen der Einfluß der Deformation des Schallträgers erkennbar ist.

Aus der bei hohen Frequenzen vorhandenen linearen Verzerrung kann bereits geschlossen werden, daß hier die Abtastung nicht mehr einwandfrei erfolgt. In Abb. 12 ist der Verlauf der Wiedergabespannung in Abhängigkeit vom Radius für eine Schwarzplatte angegeben. Die Platte war mit 7000 Hz und 8 cm/s beschriftet. Die Schnelle war unabhängig vom Radius konstant, wie durch Ausmessen des Lichtbandes festgestellt wurde. Der am größten Abspielradius gemessenen Spannung wurde willkürlich der Pegel 0 db zugeordnet. Der Auflagedruck betrug einmal 30 und einmal 70 g. Zum Abspielen wurde ein dynamischer Tonabnehmer mit Saphirnadel benutzt. Die Nadel war nach Beendigung der Messung, wie durch mikroskopische Betrachtung festgestellt wurde, nur unwesentlich angegriffen. (Eine normale Stahlnadel wird beim Abspielen einer derartigen Platte vollkommen eingeschliffen.)

[18]) Vgl. z. B. Hütte I, 25. Aufl., Berlin 1925, S. 569.

Da außer der Belastung alle anderen Abspielbedingungen konstant geblieben sind, kann der verschiedene Kurvenverlauf nur so erklärt werden, daß bei dem höheren Tonabnehmergewicht eine größere Deformation der Rillenwände stattgefunden hat und dementsprechend die Wiedergabespannung geringer war. Der Kurvenverlauf ist unabhängig davon, ob man zuerst mit 30 und dann mit 70 g Auflagedruck abspielt oder

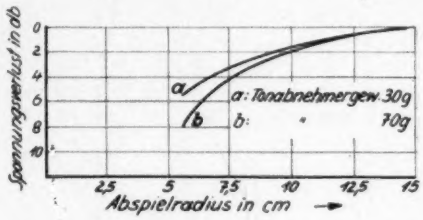


Abb. 12. Spannungsverlust beim Abspielen einer Schwarzplatte (7000 Hz, 8 cm/s)

ob man die umgekehrte Reihenfolge anwendet. Bei häufigem Abspielen tritt allerdings bleibende Deformation ein.

Die Folien aus Gelatine, Lack und Kunststoff sind durchweg viel weicher als die Schellackplatten. Bei ihnen ist infolgedessen eine besonders starke Verformung zu erwarten. Das Meßergebnis bestätigt diese Vermutung. Abb. 13

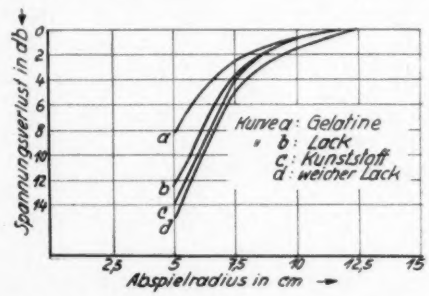


Abb. 13. Abspielverlust bei verschiedenem Werkstoff des Schallträgers (6000 Hz, 8 cm/s)

zeigt den Verlauf der Abspielspannungen für verschiedene Folienmaterialien. Es wurden auf die Platten jeweils 6000 Hz mit 8 cm/s aufgezeichnet. Abgespielt wurde mit dem magnetischen Tonabnehmer mit Saphirdauernadel. Der Auflagedruck betrug 30 g. Obwohl also die aufgezeichnete Frequenz tiefer lag als beim Versuch der Abb. 12, tritt bei allen Folienmaterialien ein größerer Spannungsverlust ein.

Gelatine, für die auch der höchste Schneidwiderstand gemessen wurde, zeigt den geringsten Abfall. Bei Lack und Kunststoff, die einen mittelgroßen Schneidwiderstand besaßen, ist der Abfall stärker und bei der Lacksorte mit geringem Schneidwiderstand tritt der größte Abfall ein. Die Größe des Schneidwiderstandes und die Deformierbarkeit verlaufen also parallel.

Es ist zu erwarten, daß sich alle Belastungsunterschiede, die durch den Abspielvorgang entstehen, bei der weichsten Lacksorte am stärksten auswirken. Eine derartige Lackfolie, die mit 6000 Hz beschriftet war, wurde mit dem dynamischen Tonabnehmer abgespielt, und zwar einmal mit normaler Plattentellerdrehzahl ($n = 78$) und einmal mit $n = 33{,}3$. Bei dieser Drehzahl entsteht die Frequenz 2250 Hz. Dies ist fast genau die Eigenresonanz des Tonabnehmers, infolgedessen ist sein mechanischer Scheinwiderstand stark abgesunken[11]). Wie aus den vorhin angegebenen Formeln hervorgeht, fällt allerdings die Belastung der Rillenwand in geringerem Maße. Aus Abb. 14 erkennt man, daß

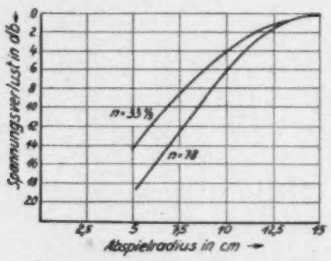


Abb. 14. Verlauf der Wiedergabespannung bei verschiedener Umlaufzahl des Plattentellers. Aufzeichnung der Platte erfolgte mit 6000 Hz und $n = 78$. Abgespielt mit dynamischem Tonabnehmer und Saphirnadel, 30 g Auflagedruck

trotzdem eine Änderung der Abspielkurve eintritt, und daß bei kleinen Radien bei $n = 33{,}3$ vom Tonabnehmer mehr Spannung abgegeben wird als bei $n = 78$.

Ein unter gleichen Bedingungen mit einer Schwarzplatte unternommener Versuch zeigte keinen Unterschied im Kurvenverlauf. Infolge der höheren Festigkeit der Schwarzplatte sind hier die Formänderungen so klein, daß sie die gesamte Amplitude nicht beeinflussen.

Einen Überblick über den Abspielverlust in Abhängigkeit von der Frequenz gibt Abb. 15[19]). Die Kurven gelten für eine Schnelle von 8 cm/s und den magnetischen Tonabnehmer mit Saphirdauernadel (Krümmungsradius 45 μ, Auflagedruck 25 g). Man erkennt, daß bei der Folie (Lack normaler Härte) die Schwächung wesentlich stärker als bei der Schwarzplatte ist.

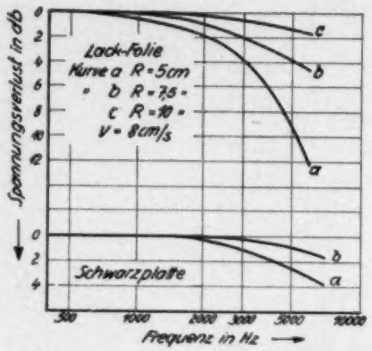


Abb. 15. Abspielverlust in Abhängigkeit von der Frequenz für Schwarzplatte und Lackfolie

Auf Grund der bisherigen Überlegung wäre zu vermuten, daß beim Abspielen von Folien die höchsten Frequenzen mit kleiner werdendem Abspielradius eine beträchtliche Schwächung erfahren. Praktisch liegt jedoch der Fall häufig so, daß die Frequenzkurve im Platteninnern horizontal verläuft, während sie am Plattenrande einen Anstieg aufweist. Ursache hierfür ist eine Resonanz zwischen Nadelfederung und Tonabnehmer. In dem Ersatzschema der

[19]) Von Bierl (Anm. 4) ist der Spannungsverlust auf Grund der geometrischen Bedingungen des Abspielvorganges errechnet worden. Da der Spitzenwert der Auslenkung berechnet wird, die in Abb. 15 gebrachten Meßergebnisse jedoch den Effektivwert der Schnelle darstellen, und da bei den betrachteten Abspielbedingungen schon erhebliche nichtlineare Verzerrungen auftreten, sind die Werte von Bierl mit den Kurven nicht vergleichbar. Die Rechnung hat außerdem eine elastische Hemmung des Tonabnehmers und eine undeformierbare Rillenwand zur Voraussetzung. Die erste Annahme gilt nur für Frequenzen unterhalb der Tonabnehmerresonanz, die zweite Annahme kann, wie eben gezeigt wurde, unter praktischen Abspielbedingungen nicht aufrechterhalten werden.

Abb. 16 bedeuten M_T, H_T und R_T Masse, Steife und Widerstand des Tonabnehmers und H_N die Steifheit der Abspielnadel. Zwischen H_N, H_T und M_T ergibt sich nach KLUGE[11]) eine Parallel-Resonanz, bei der Übertragungsmaß und mechanische Impedanz des Tonabnehmers stark ansteigen. Dieses Schema muß durch die Elastizität des Plattenmaterials vervollständigt werden. Man kann sich die Plattensteife H_p als kapazitiven Nebenschluß des Generators vorstellen

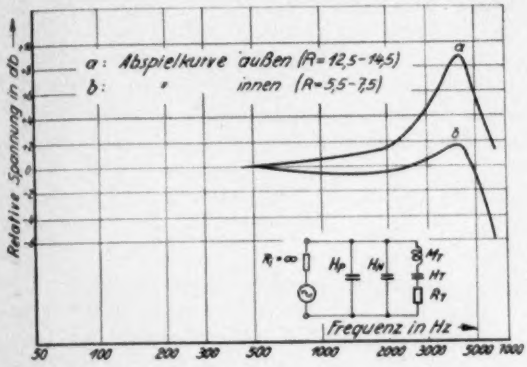


Abb. 16. Abspielkurven im Platteninnern und am Plattenrand und elektrisches Ersatzschema zur Erklärung der Resonanz

(vgl. Abb. 16). Die Resonanzstelle geht infolgedessen auf eine tiefere Frequenz zurück und liegt dann bei Folien innerhalb des Übertragungsbereiches.

Die praktische Auswirkung dieser Erscheinung ist ebenfalls in Abb. 16 dargestellt. Es wurde hier eine Kunststoffolie mit einer Winkelnadel abgetastet, einmal im Platteninnern und dann am äußeren Plattenrand. Die Abspielkurven sind auf konstante Schnelle (4 cm/s) reduziert. Man erkennt, daß die Innenkurve infolge der Resonanzüberhöhung befriedigend horizontal verläuft, während die Außenkurve einen starken Anstieg von ca. 9 db aufweist, dessen Spitze bei 4300 Hz liegt. Ein derartiger Kurvenverlauf dürfte subjektiv unangenehmer sein als ein am äußeren Plattenrand horizontaler und innen abfallender Frequenzgang. Das starke Anheben der Frequenzen oberhalb 2000 Hz erzeugt ein unangenehm scharfes Klangbild.

Die Betrachtung der durch den Abspielvorgang entstehenden linearen Verzerrungen soll damit abgeschlossen werden. Die nichtlinearen Verzerrungen werden im folgenden Abschnitt untersucht.

V. Messung der nichtlinearen Verzerrungen

Meßmäßige Angaben über die beim Schallplattenverfahren auftretende Nichtlinearität sind bisher nur in geringer Zahl bekannt geworden. Neben Messungen bei tiefen Frequenzen, die den Klirrfaktor des Schreibers erfassen[5]), [6]), liegen Ergebnisse von KELLER[20]) vor, der die quadratischen und kubischen Verzerrungen des Grundtones 1000 Hz für verschiedene Folienmaterialien bestimmt. Seine Ergebnisse streuen auch bei gleichartigem Werkstoff sehr stark.

Im folgenden soll daher eine systematische Messung der nichtlinearen Verzerrungen innerhalb des ganzen Frequenzbereiches durchgeführt werden.

Zwei Meßmethoden wurden angewendet. Bei dem ersten Verfahren wurde dem Eingang des Aufnahmeverstärkers die obertonfreie Frequenz eines Schwebungssummers zugeführt. Der Schreiber wurde, wie bereits erwähnt, aus einem überdimensionierten Verstärker gespeist. Eine in dieser Weise geschnittene Platte wurde über eine Kondensatorkette abgespielt und die erzeugte Spannung auf einen Pegelschnellschreiber mit logarithmischer Anzeige gegeben[21]). Die Platte wurde einmal ohne Begrenzung wiedergegeben, danach wurde die Siebkette so eingestellt, daß der Grundton abgeschnitten wurde. In dieser Weise konnte der Klirrfaktor für einzelne Frequenzen in Abhängigkeit vom Plattenradius bestimmt werden.

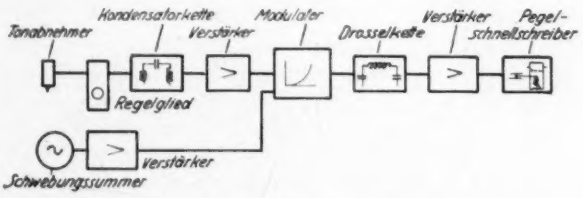


Abb. 17. Prinzipskizze der Meßanordnung nach dem Verfahren der Suchtonanalyse

Für eine Reihe von Untersuchungen genügte diese einfache Meßanordnung nicht. Es wurde deshalb ein Teil der Messungen nach einer zweiten Methode, die nach dem Verfahren der Suchtonanalyse arbeitete, ausgeführt. Die Prinzipsskizze der Meßanordnung ist in Abb. 17 gegeben. Die vom Tonabnehmer ge-

[20]) KELLER, J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), S. 134.
[21]) v. BRAUNMÜHL und WEBER, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 223.

lieferte Spannung wird über ein Regelglied (zum Einstellen des richtigen Pegels) auf eine Kondensatorkette gegeben, welche die Frequenzen unterhalb 200 Hz abschneidet. Dies ist erforderlich, damit die auf jeder Platte vorhandenen Störfrequenzen das Meßergebnis nicht fälschen können. Nach der Kondensatorkette folgt ein Modulator, in dem Meß- und Suchton gemischt werden. Am Ausgang des Modulators entsteht u. a. die Differenzfrequenz aus Such- und Meßton. Sie wird auf etwa 60 Hz eingestellt, und nach Durchlaufen einer Drosselkette und nochmaliger Verstärkung auf den Pegelschnellschreiber gegeben.

Da die Spannung des Suchtones stets konstant gehalten wurde, ist die vom Pegelschreiber angezeigte Spannung des Differenztones proportional der Meßtonspannung. In dieser Weise können der Grundton sowie die auf der Platte entstehenden Ober- und Kombinationstöne in ihrer relativen Stärke zueinander in Abhängigkeit vom Abspielradius aufgezeichnet werden.

Bei jeder Verzerrungsmessung ist der Frequenzgang des Systems, dessen Verzerrungen bestimmt werden sollen, von Bedeutung. Die im folgenden angegebenen Meßwerte sind deshalb stets auf eine horizontale Tonabnehmer-Frequenzkurve umgerechnet worden.

Bei den Messungen wurde festgestellt, daß im wesentlichen die 2. und 3. Harmonische auftreten. Höhere Oberschwingungen sind selten nachzuweisen. Infolgedessen kann man bestenfalls bis etwa 2500 Hz mit der Klirrfaktormessung die Verzerrungen noch richtig erfassen, da 7500 Hz noch innerhalb des Übertragungsbereiches liegt. Nun ist aber gerade der Verlauf der nichtlinearen Verzerrungen bei den hohen Frequenzen interessant. Man könnte daran denken, diese Messung bei der Schallplatte ebenfalls als Klirrfaktorbestimmung durchzuführen, und die Platte bei der Wiedergabe mit verminderter Umlaufzahl abzuspielen, z. B. mit $n = 33{,}3$. Dieses Verfahren[25]) ist indessen auch nicht einwandfrei, da zumindesten bei Folien der mit der Frequenz veränderliche mechanische Widerstand des Tonabnehmers einen Einfluß auf den Abspielvorgang hat, wie im vorigen Abschnitt gezeigt war.

Aus diesen Gründen wurde zur Messung der Verzerrungen bei den hohen Frequenzen die Doppeltonmethode benutzt[22]), [23]), [24]). Das übliche Meßverfahren[25]) arbeitet mit tiefliegendem Differenzton, der von zwei nebeneinanderliegenden Primärtönen erzeugt wird. Diese Methode ist für Schallplattenmessungen wenig geeignet, da die Differenztonamplitude auch von der Höhe der Primärtöne abhängt. Hat man z. B. als Primärtöne 5000 und 5050 Hz, so wird der Differenzton 50 Hz auf $^1/_{100}$ geschwächt[26]). Man könnte den gemessenen Wert natürlich entsprechend korrigieren, doch ist ein solches Verfahren meßtechnisch ungeeignet. Im oben genannten Beispiel würde man bei einer nennmäßig richtigen Differenztonstärke von 5% meßmäßig nur 0,05% bekommen. Die Feststellung eines derartig kleinen Wertes ist aber mit einem hohen Meßfehler behaftet.

Im vorliegenden Fall wurde daher der eine Primärton zu 500—800 Hz gewählt. In diesem Frequenzgebiet treten nur geringe Verzerrungen auf. Der zweite Primärton lag bei der zu untersuchenden Frequenz. Mittels Suchtonanalyse wurde der quadratische und kubische Differenzton (oder Summationston) gemessen. Als quadratische und kubische Verzerrung wird die Spannung der Differenztöne (umgerechnet auf die Frequenz des Primärtones) im Verhältnis zur Spannung des Primärtones angesehen. Um beispielsweise die Verzerrung bei 6000 Hz zu bestimmen, wurden die Töne 6000 und 500 Hz aufgezeichnet. Als Maß für die quadratische Verzerrung wurde die Stärke des Differenztones 5500 Hz und als Maß für die kubische die des Differenztones 5000 Hz angesehen. Das Meßverfahren ähnelt also einer Modulationsmessung, welche auch schon zur Erfassung der Nichtlinearitäten angewendet wurde[27]). Es hat außerdem den Vorteil, daß nicht nur Frequenzen, die über der Eigenresonanz des Tonabnehmers liegen, vorhanden sind, sondern auch der Ton 500 Hz. Die Plattenbelastung durch den Tonabnehmer entspricht daher mehr dem bei natürlichen Klangbildern gegebenen Fall. Hier erscheinen die höchsten Frequenzen nicht allein, sondern treten nur in Verbindung mit mittleren und tiefen Tönen auf.

Über das Amplitudenverhältnis der Obertöne zu den Kombinationstönen gilt auf Grund der auf S. 338 gebrachten Tabelle folgendes:

Macht man $U_1 = U_2$ und rechnet die Kombinationstöne auf die Frequenzen von U_2 um, so ergeben sich für den quadratischen und kubischen Differenzton die gleichen Koeffizienten wie für die entsprechenden Obertöne. Wird $U_1 \neq U_2$ gewählt, so kann mit Hilfe der Tabelle umgerechnet werden.

Obwohl die Verzerrungsvorgänge kompliziert sind und keineswegs exakt von der den obigen Überlegungen zugrunde gelegten einfachen Kennlinien erfaßt werden können, ergibt sich auch meßmäßig

[22]) Grützmacher, Telegr. u. Fernspr.-Techn. 18 (1929), S. 143.

[23]) v. Braunmühl und Weber, Z. techn. Phys. 12 (1934), S. 617.

[24]) Narath, Telefunkenztg. 1936, H. 73.

[25]) Thilo und Koschel, Siemens-Z. 18 (1938), S. 273.

[26]) Hierbei ist angenommen, daß ohne Wiedergabeentzerrung abgespielt wird, sonst ist die Schwächung etwas geringer.

[27]) Frayne und Scoville, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 32 (1939), S. 648.

eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Ober- und Kombinationstönen.

In dieser Weise wurden eine Meßreihe für Schwarzplatten und eine solche für Folien durchgeführt.

In Abb. 18 ist das Ergebnis der Schwarzplattenmessung dargestellt. Es sind für verschiedene Geschwindigkeitsamplituden und für

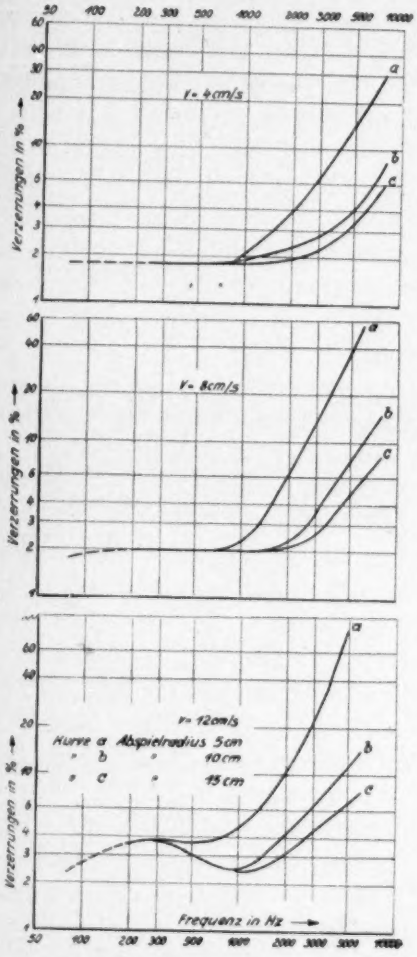


Abb. 18. Bei Schwarzplatten gemessene nichtlineare Verzerrungen

die Abspielradien 5, 10 und 15 cm die gemessenen Verzerrungen in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Bei den hohen Frequenzen, bei denen mit der Suchtonmethode gemessen wurde, ist die Gesamtverzerrung durch geometrische Addition des quadratischen und kubischen Klirrfaktors bestimmt worden. In dem Frequenzgebiet, in welchem ein Vergleich möglich ist, wurde gute Übereinstimmung zwischen beiden Meßverfahren festgestellt. Als Tonabnehmer diente das magnetische Modell mit Saphirdauernadel, das wegen seines geringen Auflagedruckes (30 g), geringen mechanischen Scheinwiderstandes und geringen Krümmungsradius der Nadelspitze (45 μ) im ganzen gesehen die geringsten Verzerrungen ergibt, und das sich wegen der Haltbarkeit der Nadelspitze für Meßzwecke besonders eignet.

Die Kurven stellen Mittelwerte dar. Sie sind durch punktweise Messung bei verschiedenen Frequenzen abhängig vom Radius entstanden. Die einzelnen Meßpunkte wurden durch Auswerten der Registrierstreifen des Pegelschnellschreibers gewonnen. Bis zu 250 Hz wurde mit der angegebenen Schnelle gearbeitet, unterhalb dieser Frequenz mit konstanter Auslenkung. Die Kurvenstücke, die sich auf konstante Auslenkung beziehen, sind gestrichelt gezeichnet.

Entsprechende Messungen wurden für Folien durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abb. 19. Die Kurven gelten für Lackplatten mittlerer Härte und für Kunststoffplatten. Diese beiden Plattensorten sind in ihrer Härte ungefähr gleich und weisen auch etwa gleiche Verzerrungen auf. Bei den Kunststoffolien schwankt wegen geringer Gleichmäßigkeit des Plattenmaterials die vom Pegelschreiber aufgezeichnete Kurve gelegentlich stärker hin und her, so daß man hier mit stellenweise größeren Verzerrungen rechnen muß.

Wie bereits erwähnt wurde, entstehen vornehmlich die 2. und 3. Harmonische. Höhere Oberschwingungen sind im allgemeinen eine Größenordnung schwächer. Bei mittleren Frequenzen, die sehr stark ausgesteuert waren, konnten bei kleinem Tonabnehmer-Auflagedruck noch die 5. und 7. Harmonischen festgestellt werden.

Ein ideales System, das nach Art der Seitenschrift arbeitet, ist vollkommen symmetrisch. Es dürften daher nur ungeradzahlige Harmonische entstehen und quadratische Verzerrungen überhaupt nicht vorhanden sein. Praktisch wurde indessen in allen Fällen die 2. Harmonische festgestellt, die bei hohen Frequenzen sogar die 3. Harmonische übertrifft. Bei 5 cm Abspielradius und einer Schnelle von 8 cm/s erreichen die quadratischen Verzerrungen der Schwarzplatte bei etwa 3000 Hz den Wert der kubischen und überwiegen bei noch höheren Fre-

quenzen. Bei der Folie ist Gleichheit der beiden Verzerrungsanteile bereits bei etwa 1000 Hz vorhanden.

Die quadratischen Verzerrungen werden verursacht durch Unsymmetrien von Schreiber, Stichel, Abtastnadel, Tonarm und Tonabnehmer und im wesentlichen durch die Verformung der Rillenwand. Dafür spricht die Tatsache, daß bei der Folie der Anteil der quadratischen Verzerrungen höher ist als bei der

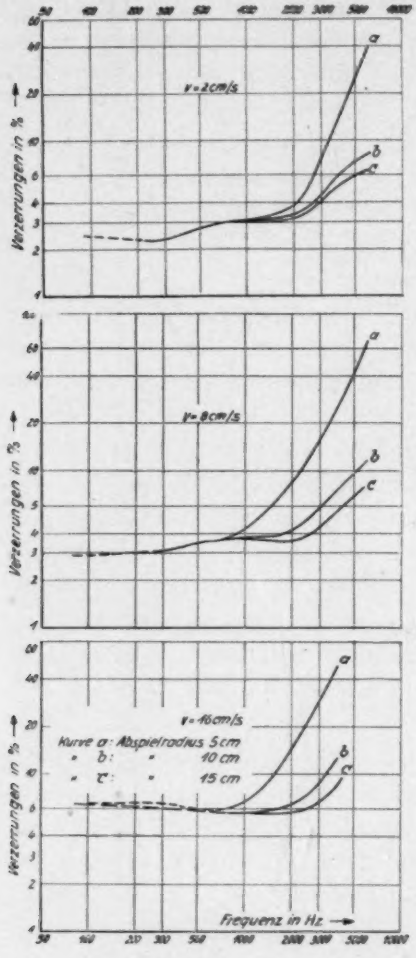


Abb. 19. Bei Schallfolien gemessene nichtlineare Verzerrungen

Schwarzplatte sowie die bei allen Messungen mittlerer und höherer Frequenzen beobachtete Erscheinung, daß die 2. Harmonische vom Platteninnern zum Rand hin kleiner wird. Zur weiteren Klärung dieser Frage wurde folgender Versuch durchgeführt: Auf weiche Lackfolien wurden 800 Hz mit 16 cm/s aufgezeichnet. Die Platten wurden mit dem magnetischen Tonabnehmer bei verschieden großem Auflagedruck abgespielt (Abspielradius 5—6 cm). Abb. 20 zeigt das Ergebnis. Mit zunehmendem Auflagedruck wachsen die quadratischen Verzerrungen an, während die kubischen zurückgehen. Die Gesamtverzerrungen steigen schwächer an als die 2. Harmonische. Aus diesem Versuch kann geschlossen werden, daß eine höhere Belastung, also eine größere Verformung der Rillenwände, quadratische Verzerrungen hervorruft.

Bei den tiefen und mittleren Frequenzen beobachtet man als Minimum der Verzerrungen Werte von 1,8—2,5%, die auch bei weiterer Verminderung der aufgezeichneten Schnelle unverändert bleiben. Diese Restverzerrungen dürften auf kleine Ungleichmäßigkeiten des Stichels, des Schallträgers und der Abtastnadel zurückzuführen sein, durch welche die Bewegungen des Schreiberankers nicht ganz formgetreu dem Tonabnehmeranker mitgeteilt werden. Die Restverzerrungen sind bei der Schwarzplatte geringer als bei der Folie. Auch wenn man die Folie mit dem zur Herstellung der Schwarzplatten benutzten Wachsschreiber und Stichel schneidet, erreicht man keine Verbesserung. Man kann auf Grund der Darlegungen des vorigen Abschnittes annehmen, daß die Ursache dieser höheren Verzerrungen in der stärkeren Nachgiebigkeit des Plattenmaterials liegt.

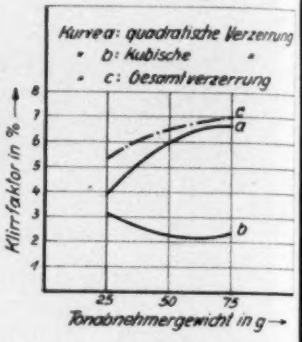


Abb. 20. Klirrfaktor in Abhängigkeit vom Tonabnehmergewicht

Im einzelnen ist zu den Meßergebnissen von Abb. 18 und 19 noch folgendes festzustellen:

Bei tiefen Frequenzen macht sich der Einfluß des Schreibers bemerkbar. Für die Schwarzplatte geht das bereits aus Abb. 18 hervor, für die Folie wird es noch durch Abb. 21 verdeutlicht. Hier sind — gemessen an einer Kunststoffolie — die Über-Alles-Verzerrungen mit der am Schreiber gemessenen 3. Harmonischen verglichen. Abgespielt wurde mit dem magnetischen Tonabnehmer. Beide Kurven zeigen ähnlichen Verlauf. Die Gesamtkurve liegt nur wenig über den am Schreiber gemessenen Werten. Aus diesem Vergleich folgt, daß die quadratischen Verzerrungen des Schreibers, die durch unsymmetrischen Aufbau entstehen

könnten, sehr gering sind, und daß auch Platte und Tonabnehmer wenig zu den Gesamtverzerrungen beitragen. Dieses Ergebnis ist auch in bezug auf die Eigenverzerrungen des Tonabnehmers wichtig. Bei 15 Volt Spannung am Schreiber wird eine Amplitude von 80 μ geschnitten, die den praktisch möglichen Höchstwert darstellt. Auch bei dieser großen Amplitude ist also die Eigenverzerrung des Tonabnehmers gering. Das gleiche günstige Ergebnis wird mit dem dynamischen Tonabnehmer erhalten.

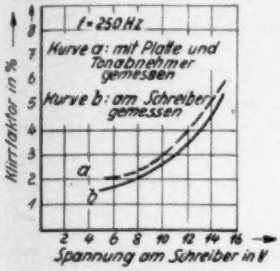


Abb. 21. Vergleich zwischen Gesamtverzerrungen und Verzerrungen des Schreibers

Mit wachsender Frequenz steigen oberhalb von 2000 Hz die Verzerrungen an, besonders bei kleinen Abspielradien. Ursache dieser Erscheinung ist der Abspielvorgang, da nach dem Vorhergesagten weder der Schreiber noch der Schallträger derartig starke Nichtlinearitäten verursacht. Diese Abspiel-Verzerrungen sind von der Aussteuerung abhängig, und zwar steigt der Klirrfaktor mit wachsender Aussteuerung bei Schwarzplatten schneller als bei Folien, eine Tatsache, die mit dem stärkeren Anteil der kubischen Verzerrungen bei der Schwarzplatte zusammenhängen dürfte.

Die Anordnung, welche den Messungen der Abb. 18 und 19 zugrunde lag, wurde auch zur Aufnahme von Sprach- und Musikplatten benutzt. Als Schallträger dienten Lackfolien. Es wurde — in Plattenmitte gemessen — ein Frequenzband von 40—6000 Hz übertragen. Die Aufzeichnung wurde bei 6,5 cm Radius begonnen. Die erreichte Wiedergabequalität war als recht gut zu bezeichnen. Dieser subjektive Befund könnte als Widerspruch zu den Meßergebnissen angesehen werden, bei denen Klirrfaktoren von 40% erreicht werden. Man muß aber folgendes berücksichtigen:

a) Nur die hohen Frequenzen sind stark verzerrt, bei den mittleren ist der Klirrfaktor gering. Die Verzerrungen bei mittleren Frequenzen sind aber für den subjektiven Eindruck besonders wesentlich[28]).

b) Auf Grund der Amplitudenstatistik kommen bei natürlichen Klangbildern die hohen Frequenzen nur mit kleinen Amplituden vor. Da die Verzerrungen der Schallplatte bei diesen Frequenzen von der Aussteuerung abhängen, wirkt sich diese Tatsache auf die Größe der wirklich entstehenden Verzerrungen aus.

c) Die Kombinationstöne, die weit unterhalb der Bezugsfrequenz liegen, erscheinen wegen der Eigenart des Schallplattenverfahrens nur mit geringer Amplitude, und solche, die sich weit oberhalb des Bezugstones befinden, werden wegen der Begrenzung des Übertragungsbereiches nicht mehr wiedergegeben. Die Eigenart des Schallplattenverfahrens bewirkt also bei hohen Primärtönen eine Verminderung der Amplitude der Kombinationstöne.

d) Die stärksten Verzerrungen entstehen bei kleinen Abspielradien. Hier weist die Frequenzkurve bereits einen Abfall auf (vgl. Abb. 15). Ein ähnlicher Abfall ist auch für die Kombinationston-Amplitude im Vergleich zum übrigen Klangbild vorhanden, da die Kombinationstonstärke auf den hochliegenden Primärton bezogen ist.

Es wurde sogar — mit Erfolg — der Versuch gemacht, bei der besprochenen Anordnung die hohen Frequenzen — etwa ab 1000 Hz — mit schwach ansteigender Schnelle aufzuzeichnen und der Wiedergabeentzerrung den reziproken Frequenzgang zu geben. Dadurch wird das von der Platte erzeugte Störgeräusch vermindert. Man konnte bei den in dieser Weise geschnittenen Platten zwar stellenweise subjektiv etwas höhere Verzerrungen heraushören, im ganzen beurteilt war jedoch die Qualität recht gut.

Ein Vergleich der Verzerrungswerte, die sich auf Grund der vorbeschriebenen Messungen ergeben haben, mit den für Tiefenschrift bekannten, dürfte von Interesse sein. In der folgenden Tabelle sind für 5 cm Abspielradius und $v = 8$ cm/s die Werte für einige Frequenzen zusammengestellt. Die Angaben über Tiefen-

[28]) v. Braunmühl und Weber, Akust. Z. 2 (1937), S. 135.

Platten- und Schriftart	Verzerrungen in % für		
	800 Hz	2000 Hz	5000 Hz
Seitenschrift Schwarzplatte, gemessen	2	6	37
Seitenschrift Folie, gemessen	4	7	42
Tiefenschrift nach Di Toro	7,5	16	42
Tiefenschrift nach Hunt und Pierce	6	15	40
Seitenschrift nach Hunt und Pierce	1,5	4	20

schrift stammen aus den Arbeiten von Di Toro[1]) und Hunt und Pierce[2]).

Man erkennt, daß hinsichtlich der nichtlinearen Verzerrungen die Seitenschrift bei mittleren Frequenzen der Tiefenschrift überlegen und bei den höchsten Frequenzen gleichwertig ist. Von Hunt und Pierce[2]) ist bereits dargelegt worden, daß bei idealen Abtastbedingungen die Seitenschrift der Tiefenschrift hinsichtlich der Verzerrungen weitgehendst überlegen ist (vgl. letzte Spalte der Tabelle). Aus den vorliegenden Messungen kann geschlossen werden, daß diese Überlegenheit auch unter praktischen Betriebsbedingungen und bei Benutzung eines handelsüblichen Tonabnehmers bestehen bleibt.

Zusammenfassung

Die linearen und nichtlinearen Verzerrungen des Schallplattenverfahrens werden behandelt und ihre Ursachen erörtert.

Um das Verhalten der Schallplattenschreiber unabhängig vom Einfluß des Schneidvorganges erfassen zu können, werden die Schreiber in einer Hochfrequenzschaltung nach Riegger betrieben und in dieser Weise Frequenzgang und Klirrfaktor gemessen. Die Schreiber ergeben bei starker Aussteuerung kubische Verzerrungen. Hauptursache dafür ist magnetische Übersteuerung des Ankereisens. Der Klirrfaktor ist in erster Näherung von der Auslenkung abhängig und stört daher nur bei tiefen und allenfalls bei mittleren Frequenzen.

Eine Rückwirkung des Schneidvorganges auf den Schreiber findet statt, sobald der mechanische Scheinwiderstand des Schreibers in die Größenordnung des Schneidwiderstandes der Platte kommt. Dies ist nur in der Nähe der Schreiberresonanz der Fall. Die Schneidwiderstände der üblichen Plattenwerkstoffe werden zahlenmäßig festgestellt. Sie haben im allgemeinen den Charakter eines Reibungswiderstandes und hängen stark vom Plattenradius ab. Mit wachsendem Radius wird der Schneidwiderstand kleiner.

Die Stichelbewegung verläuft so lange linear, wie der zwischen Stichelschneide und Rillensteigung vorhandene Freiwinkel einen bestimmten Grenzwert nicht unterscheidet. Wird diese Bedingung eingehalten, so sind die durch den Aufzeichnungsvorgang entstandenen nichtlinearen Verzerrungen gering.

Der Abspielvorgang ergibt bei hohen Frequenzen und kleinen Plattenradien starke lineare und nichtlineare Verzerrungen. Es wird gezeigt, daß für diese Erscheinung nicht nur die geometrischen Bedingungen des Abspielvorganges, sondern auch eine Verformung des Schallträgers verantwortlich ist.

Die Nichtlinearitäten guter Tonabnehmer sind sehr gering. Mit dem Tonabnehmer ist ein Glied in den Übertragungsvorgang eingeschaltet, welches — mathematisch betrachtet — eine Differentiation ausübt. In einem solchen Falle sind die Amplituden der Kombinationstöne vom Frequenzverhältnis der zusammenwirkenden Primärtöne abhängig. Die subjektive Störwirkung ist beim Schallplattenverfahren daher eine andere als z. B. bei der Tonfilm-Wiedergabe.

Die nichtlinearen Verzerrungen von Schwarzplatten und Folien werden systematisch gemessen, und zwar in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Amplituden und Abspielradien. Zur Feststellung der Nichtlinearität bei hohen Frequenzen wird dabei die Doppeltonmethode benutzt, jedoch in einer besonderen — für das Schallplattenverfahren geeigneten — Form. Ein Vergleich dieser Meßergebnisse mit

den für Tiefenschrift bekannten läßt die Überlegenheit der Seitenschrift hinsichtlich nichtlinearer Verzerrungen erkennen.

Die experimentellen Untersuchungen zu vorliegender Arbeit habe ich im akustischen Laboratorium der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft durchgeführt. Dies wurde durch das Entgegenkommen von Herrn Dr. HUBMANN, technischem Direktor der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, ermöglicht, dem ich dafür zu großem Dank verpflichtet bin. Ebenso danke ich Herrn Dr. v. BRAUNMÜHL, Abteilungsleiter der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft, für seine Unterstützung.

(Eingegangen am 17. Juni 1940.)

Über stationäre Strömungen im Kundtschen Rohr

Von K. Schuster und W. Matz

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Breslau

(Mit 1 Textabbildung)

Es ist seit langem bekannt, daß sich in Schallfeldern großer Intensität Strömungen des Mediums ausbilden: Aus der Öffnung eines HELMHOLTZschen Luftresonators tritt bei starker Erregung ein Luftstrom in Richtung der Öffnungsachse aus; am Rande der Öffnung wird die Luft von der Seite her angesaugt[1]). Schwingende Quarzkristalle rufen die unter dem Namen „Quarzwind" bezeichnete Luftströmung hervor[2]). Im KUNDTschen Rohr findet zwischen Schwingungsknoten und Schwingungsbauch eine Luftzirkulation statt, die z. B. von ANDRADE[3]) experimentell untersucht wurde. Die Luftströmung im KUNDTschen Rohr ist schon von RAYLEIGH theoretisch begründet worden[4]). Ein quantitativer Vergleich zwischen Theorie und Messung ist an Hand der RAYLEIGHschen Formeln jedoch nicht möglich, weil die Werte der in der Lösung auftretenden Konstanten nicht angegeben werden. Da es das Ziel der vorliegenden Arbeit war, einen solchen Vergleich durchzuführen, mußten zunächst die Konstanten bestimmt werden. Im Folgenden sei der Gang der Rechnung von Anfang an dargestellt; er läßt sich in Vektorform verhältnismäßig einfach übersehen.

Den Ausgangspunkt bildet die Bewegungsgleichung für eine Flüssigkeit unter Berücksichtigung der Reibung:

$$\frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} + (\mathfrak{v}\,\mathrm{grad})\,\mathfrak{v} = -\,\mathrm{grad}\,P + \frac{4}{3}\,\nu\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\mathfrak{v} - \nu\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}\,. \tag{1}$$

Dabei ist $P = \int \frac{dp}{\varrho}$ die Druckfunktion ν der kinematische Reibungskoeffizient. Die Gesamtgeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ eines Mediumteilchens setzt sich aus dem Wind- und dem Schallanteil zusammen. Dementsprechend setzen wir

$$\mathfrak{v} = \mathfrak{v}_0 + \mathfrak{v}_1\,. \tag{2}$$

Wenden wir auf (1) die Operation rot an, so erhalten wir

$$\frac{\partial}{\partial t}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}_1 = -\,\nu\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}_1 - \nu\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}_0 + \mathrm{rot}\,[\mathfrak{v}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}]\,, \tag{3}$$

wenn wir berücksichtigen, daß

$$(\mathfrak{v}\,\mathrm{grad})\,\mathfrak{v} = \frac{1}{2}\,\mathrm{grad}\,\mathfrak{v}^2 - [\mathfrak{v}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}]\,.$$

Nehmen wir an, daß die Windgeschwindigkeit klein gegenüber der Schallschnelle ist ($\mathfrak{v}_0 \ll \mathfrak{v}_1$), was sich experimentell leicht überprüfen läßt, so können wir im quadratischen Glied rot $[\mathfrak{v}\,\mathrm{rot}\,\mathfrak{v}]$ die Gesamtgeschwindigkeit $\mathfrak{v}$ durch die Schnelle $\mathfrak{v}_1$ ersetzen. In der Gleichung können jetzt die zeitlich periodischen und die zeitlich konstanten Glieder getrennt werden. Dann

[1]) Vgl. hierzu G. HIPPE, Ann. Phys. 82 (1927), S. 161.

[2]) Siehe L. BERGMANN, Der Ultraschall, 2. Aufl. Berlin 1939, S. 72.

[3]) E. N. DA C. ANDRADE, Proc. Roy. Soc. (A) 134 (1931), S. 445.

[4]) LORD RAYLEIGH, Phil. Trans. 175 (1883), S. 1.

ergibt sich Gleichung (4), wobei der Querstrich die Bildung des zeitlichen Mittelwertes andeutet.

$$\text{(4)}\qquad \operatorname{rot}\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{v}_0 = \frac{1}{\nu}\,\overline{\operatorname{rot}\,[\mathfrak{v}_1 \operatorname{rot}\mathfrak{v}_1]}$$

$$\text{(5)}\qquad \operatorname{div}\mathfrak{v}_0 = 0$$

Da das Vektorfeld des Windes $\mathfrak{v}_0$ quellenfrei ist, gilt (5). Die Gleichungen (4) und (5) bestimmen bei beliebig vorgegebenem Schallfeld $\mathfrak{v}_1$ das Windfeld $\mathfrak{v}_0$. Es besteht daher grundsätzlich die Möglichkeit, mit Hilfe dieser Gleichungen auch im Fall des Luftresonators oder des schwingenden Quarzes den Schallwind zu berechnen. Doch dürften hierbei die mathematischen Schwierigkeiten recht erheblich sein. Wir befassen uns im weiteren nur mit dem Fall des KUNDTschen Rohres.

Auf der rechten Seite der Gleichung (4) ist im Fall des KUNDTschen Rohres für die Schallschnelle $\mathfrak{v}_1$ die KIRCHHOFFsche Lösung einzusetzen[5]). Um den Gang der Rechnung zu vereinfachen, wollen wir hierbei jedoch den Einfluß der Wärmeleitung vernachlässigen, also nur die innere Reibung berücksichtigen. Es werden Zylinderkoordinaten z, r, φ benutzt; die Radialkomponente der Schnelle $\mathfrak{v}_1$ sei u_1, die Komponente in Richtung der Rohrachse w_1. Dann ist bei Vernachlässigung der Dämpfung in Richtung der Rohrachse

$$\text{(6)}\qquad \begin{aligned} u_1 &= \frac{j P_0}{c\varrho}\cdot\frac{\alpha}{m(1+j)}\cdot e^{j\omega t}\cdot\sin\alpha z\cdot\left(1-e^{-(1+j)mh}\right)\\ w_1 &= \frac{j P_0}{c\varrho}\cdot e^{j\omega t}\cdot\cos\alpha z\cdot\left(1-e^{-(1+j)mh}\right). \end{aligned}$$

Dabei bedeutet c die Schallgeschwindigkeit und ϱ die Dichte der Luft, $\alpha = \frac{\omega}{c}$ die Schallwellenzahl, $m = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}$ die Reibungswellenzahl, R den Rohrradius, $h = R - r$ den Abstand von der Rohrwand, P_0 die Schalldruckamplitude im Druckbauch. Die Lösung (6) gilt nur unter den Annahmen $\alpha R \ll 1$ und $m R \gg 1$, d. h. der Rohrdurchmesser muß klein zur Schallwellenlänge, aber groß zur Reibungswellenlänge sein.

Die durch (6) gegebenen Werte für die Schallschnelle sind auf der rechten Seite der Gleichung (4) einzusetzen. Aus Gründen der Zylindersymmetrie muß sein:

$$\operatorname{rot}_r\,[\mathfrak{v}_1 \operatorname{rot}\mathfrak{v}_1] = \operatorname{rot}_z\,[\mathfrak{v}_1 \operatorname{rot}\mathfrak{v}_1] = 0\,.$$

Es ist also nur die Komponente

$$\overline{\operatorname{rot}_\varphi\,[\mathfrak{v}_1 \operatorname{rot}\mathfrak{v}_1]} \equiv F(z,r)$$

zu bilden. Es wird

$$\text{(7)}\qquad \begin{aligned} F(z,r) = &-\overline{w_1\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2}} - \overline{\frac{\partial w_1}{\partial z}\cdot\frac{\partial u_1}{\partial z}} + \overline{w_1\frac{\partial^2 w_1}{\partial z\,\partial r}} + \overline{\frac{\partial w_1}{\partial z}\cdot\frac{\partial w_1}{\partial r}}\\ &- \overline{u_1\frac{\partial^2 u_1}{\partial r\,\partial z}} - \overline{\frac{\partial u_1}{\partial r}\cdot\frac{\partial u_1}{\partial z}} + \overline{u_1\frac{\partial^2 w_1}{\partial r^2}} + \overline{\frac{\partial u_1}{\partial r}\cdot\frac{\partial w_1}{\partial r}}. \end{aligned}$$

Beachtet man, daß die Ableitungen nach r und z sich etwa wie $m : \alpha$ verhalten, und daß $u_1 \ll w_1$ ist, so erhält man

$$F = \overline{\frac{\partial w_1}{\partial z}\cdot\frac{\partial w_1}{\partial r}} + \overline{\frac{\partial u_1}{\partial r}\cdot\frac{\partial w_1}{\partial r}} + \overline{u_1\frac{\partial^2 w_1}{\partial r^2}} + \overline{w_1\frac{\partial^2 w_1}{\partial z\,\partial r}}.$$

Die Ausrechnung ergibt

$$\text{(8)}\qquad \begin{aligned} F = \frac{\alpha m P_0^2}{4 c^2 \varrho^2}\cdot\sin 2\alpha z\cdot e^{-mh}\cdot\{&3\cos mh\\ &+ \sin mh - 2e^{-mh}\}. \end{aligned}$$

Von der Vektorgleichung (4) ist nur die φ-Komponente von Bedeutung. Da $\mathfrak{v}_0$ quellenfrei ist, setzen wir $\mathfrak{v}_0 = \operatorname{rot}\mathfrak{A}$ und erhalten

$$\text{(9)}\qquad \operatorname{rot}_\varphi\operatorname{rot}\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{A} = \frac{1}{\nu}\cdot F(z,r)\,.$$

Berücksichtigt man, daß $\mathfrak{A}$ von φ unabhängig ist, so erhält man für die linke Seite von (9):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}_\varphi\operatorname{rot}\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathfrak{A} = &\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[r]\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right.\right.\\ &+ \left.\left.\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[r]\right)\right)\mathfrak{A}_\varphi = \left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\mathfrak{A}_\varphi. \end{aligned}$$

Die zu lösende Differentialgleichung erhält damit die Form:

$$\text{(10)}\qquad \left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\mathfrak{A}_\varphi = \frac{1}{\nu}\cdot F(z,r)\,.$$

Um zunächst die Lösung für die homogene Differentialgleichung $\left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\left(\Delta - \frac{1}{r^2}\right)\mathfrak{A}_\varphi = 0$ zu finden, setzen wir $\mathfrak{A}_\varphi = r^\delta\cdot f(z)$. Wir machen wieder von den Annahmen $\alpha R \ll 1$ und $m R \gg 1$ Gebrauch und erhalten als charakteristische Gleichung

$$(\delta^2 - 1)\,[(\delta - 2)^2 - 1] = 0\,.$$

Ihre Wurzeln sind

$$\delta_1 = +1\,,\quad \delta_2 = -1\,,\quad \delta_3 = +3\,,\quad \delta_4 = +1.$$

Damit wird

$$(\mathfrak{A}_\varphi)_{hom} = \left(A r + B r^3 + \frac{C}{r}\right)\cdot f(z)\,.$$

[5]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134 (1868), S. 177.

Die Funktion $f(z)$ bleibt dabei noch unbestimmt. Da die Lösung in der Rohrachse endlich bleiben muß, ist $C = 0$ zu setzen.

Bei der Bestimmung einer Partikulärlösung der inhomogenen Gleichung (10) ist zu beachten, daß die rechte Seite von (10) nur in unmittelbarer Nähe der Rohrwand wesentlich von Null verschieden ist. Unter den oben gemachten Annahmen nimmt dann Gleichung (10) die Form an:

$$\frac{\partial^4 \mathfrak{A}_\varphi}{\partial r^4} = \frac{\partial^4 \mathfrak{A}_\varphi}{\partial h^4} = \frac{1}{\nu} \cdot F(z, r) .$$

Viermalige Quadratur liefert die Partikulärlösung:

$$\mathfrak{A}_\varphi = -\frac{\alpha P_0^2}{16 \nu m^3 c^2 \varrho^2} \cdot \sin 2\alpha z \cdot e^{-mh} \cdot \left(3 \cos mh + \sin mh + \frac{1}{2} e^{-mh}\right).$$

Die Gesamtlösung von (10) lautet daher

$$\mathfrak{A}_\varphi = \frac{\alpha P_0^2}{16 \nu m^3 c^2 \varrho^2} \cdot \sin 2\alpha z \cdot \left\{A r + B r^3 - e^{-mh} \cdot \left(3 \cos mh + \sin mh + \frac{1}{2} e^{-mh}\right)\right\}. \tag{11}$$

Durch Rotationsbildung erhält man die Komponenten der Windgeschwindigkeit

$$u_0 = -\frac{\partial \mathfrak{A}_\varphi}{\partial z} = \frac{\alpha^2 P_0^2}{8 \nu m^3 c^2 \varrho^2} \cdot \cos 2\alpha z \cdot \left\{-A r - B r^3 + e^{-mh} \cdot \left(3 \cos mh + \sin mh + \frac{1}{2} e^{-mh}\right)\right\}$$

$$w_0 = \frac{\partial \mathfrak{A}_\varphi}{\partial r} + \frac{\mathfrak{A}_\varphi}{r} = \frac{\alpha P_0^2}{16 \nu m^3 c^2 \varrho^2} \cdot \sin 2\alpha z \times \left\{2A + 4 B r^2 - e^{-mh} \times \left[\left(2m + \frac{3}{r}\right) \cos mh + \left(4m + \frac{1}{r}\right) \sin mh + \left(m + \frac{1}{2r}\right) e^{-mh}\right]\right\}. \tag{12}$$

Als Randbedingung wird vorgeschrieben, daß an der Rohrwand ($h = R - r = 0$) sowohl u_0 wie w_0 verschwindet. Dann wird angenähert

$$A = -\frac{3}{2} m ; \qquad B = +\frac{3}{2} \frac{m}{R^2} .$$

Außerhalb der dünnen Zone, die unter dem Einfluß der Wandreibung steht, also für $mh \gg 1$, ist die Luftströmung durch die Komponenten gegeben:

$$u_0 = -\frac{3}{8} \cdot \frac{\alpha r}{c} \cdot \frac{P_0^2}{c^2 \varrho^2} \cdot \cos 2\alpha z \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

$$w_0 = -\frac{3}{8} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{P_0^2}{c^2 \varrho^2} \cdot \sin 2\alpha z \cdot \left(1 - \frac{2r^2}{R^2}\right) \tag{13}$$

Entsprechend diesen Gleichungen strömt die Luft in der Umgebung der Rohrachse zu den Schwingungsbäuchen hin, längs der Rohrwand zu den Schwingungsknoten zurück. Mit wachsender Entfernung r von der Rohrachse nimmt die Längsgeschwindigkeit w_0 ab und wechselt bei $r = 0{,}707\, R$ ihr Vorzeichen. Speziell gilt für das Maximum der Windgeschwindigkeit, das auf der Rohrachse in der Mitte zwischen Knoten und Bauch erreicht wird, die einfache Formel:

$$w_0 = \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{c} \cdot \frac{P_0^2}{c^2 \varrho^2} = \frac{3}{8} \frac{U_0^2}{c} , \tag{14}$$

wobei U_0 die Amplitude der Schallschnelle im Schwingungsbauch bedeutet. Bei den Formeln

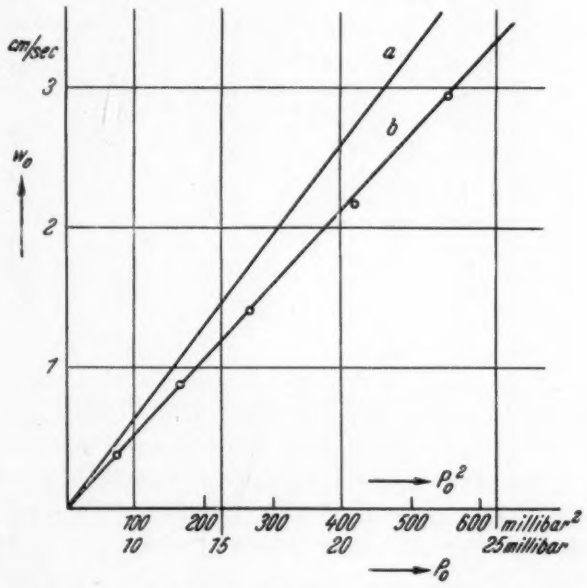


Abb. 1. Höchstwert der Windgeschwindigkeit als Funktion des Schalldruckes
a) berechnet; b) gemessen

(13) und (14) ist besonders zu bemerken, daß die Windgeschwindigkeit in der berechneten Näherung unabhängig vom Reibungskoeffizienten ist. Man muß sich wohl vorstellen, daß

bei abnehmender Reibung die Einschrumpfung der Reibungszone durch die Zunahme der dort herrschenden Schnellengradienten gerade ausgeglichen wird; die Schnellengradienten in der Reibungszone sind ja nach Gleichung (4) als die eigentliche Ursache des Schallwindes anzusehen.

Zur Nachprüfung der Gleichung (14) wurden Versuche an einem KUNDTschen Rohr von 1,8 cm Innendurchmesser durchgeführt. Mit Hilfe von Zigarettenrauch wurde die Luftströmung sichtbar gemacht. Die erhaltenen Aufnahmen entsprachen völlig den in der Literatur wiedergegebenen Bildern[6]). Die Höchstgeschwindigkeit des Windes wurde in einfachster Weise mit der Stoppuhr bestimmt. Die Schalldruckmessung erfolgte mit einem WIENschen Membranmanometer. Die Abbildung zeigt den Vergleich der Messung mit der Theorie. Die Meßfrequenz betrug 1360 Hz. Die lineare Beziehung zwischen w_0 und P_0^2 ist sehr gut erfüllt. Die Abweichung der gemessenen Kurve von der berechneten dürfte vor allem darauf zurückzuführen sein, daß die Rauchteilchen an der Luftbewegung nicht vollkommen teilnehmen.

Es ist uns eine angenehme Pflicht, dem Direktor des Physikalischen Instituts, Herrn Professor Dr. BERGMANN, für viele Ratschläge und Hinweise zu danken.

(Eingegangen am 24. Juli 1940.)

Eine neue Schallschluckanordnung hoher Wirksamkeit und der Bau eines schallgedämpften Raumes

Von Erwin Meyer, Gerhard Buchmann und Arnold Schoch

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 16 Textabbildungen)

In der akustischen Meßtechnik haben die fortschreitenden Schallwellen eine überragende Bedeutung. Mit ihnen werden sowohl die Schallquellen als auch die Schallempfänger geeicht. Meßgeräte, wie der Schalldruckmesser und der Lautstärkemesser werden in fortschreitenden Schallwellen geprüft. In den Eichvorschriften für elektroakustische Geräte sind dementsprechend in allen Ländern Bestimmungen hinsichtlich der Art des zu verwendenden Schallfeldes vorgesehen. Auch auf dem Gebiet der Raum- und Bauakustik spielen die fortschreitenden Wellen, z. B. zur Bestimmung der Reflexion oder der Durchlässigkeit von Baustoffen eine große Rolle.

1. Aufbau der bisher verwendeten schallgedämpften Räume

Man erzeugt fortschreitende Schallwellen, wenn man Schallreflexionen in der Nachbarschaft der Schallquelle verhindert. Das Freie, das zunächst geeignet erscheint, kommt aus äußeren Gründen, wie Witterung und Windeinflüsse nicht in Frage, auch stört für viele Aufgaben die immer vorhandene Bodenreflexion. Geschlossene Räume sind nur dann brauchbar, wenn die Wände genügend schallschluckend oder genügend weit von der Meßstelle entfernt sind. Bezeichnet man mit E_D die Energiedichte des direkten Schallstrahls einer punktförmigen Schallquelle im Abstand r und mit E_R die mittlere Energiedichte der reflektierten Schallanteile, so gilt gemäß den raumakustischen Theorien für das Verhältnis

$$E_R/E_D = -\frac{16\pi r^2}{S \ln(1-a)}.$$

Dabei sind a die mittlere Schluckzahl der Wände und S die gesamte Wandfläche. Die fortschreitende Welle überwiegt, wenn der Quotient E_R/E_D klein ist, d. h. entweder

[6]) Vgl. Hdb. Exp.-Physik Wien-Harms, Bd. 17,1; S. 306.

wenn die Schluckzahl nahezu 100% beträgt oder wenn die Wandfläche S, d. h. aber der Raum selbst groß ist. Es ist auch einleuchtend, daß in genügender Nähe der Schallquelle (r klein) die Wandreflexionen nicht stören.

Das Problem, einen schallgedämpften Raum zu schaffen, läuft also darauf hinaus, Schluckstoffe hoher Wirksamkeit in einem großen Frequenzbereich zu finden. Hierzu eignen sich grundsätzlich nur die porösen Stoffe, deren Schluckgrad, wie viele theoretische und experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, von den drei Parametern Porosität, Strömungswider stand und Schichtstärke abhängen. Der akustische Eingangswiderstand eines porösen Stoffes großer Schichtstärke ist durch den Ausdruck

$$W = \frac{\varrho\, c}{P}\sqrt{1 - \frac{i\, z}{\omega\, \varrho}}$$

gegeben, dabei bedeuten $\varrho\, c$ den Wellenwiderstand von Luft, P die Porosität, z den Strömungswiderstand des Stoffes und $i = \sqrt{-1}$. Für den Fall großen Schluckgrades müssen Eingangswiderstand und Wellenwiderstand etwa gleich groß sein. Es ist, wie man sieht, dann der Fall, wenn die Porosität annähernd gleich 1 und der Strömungswiderstand z gegenüber dem Massenwiderstand $\omega\, \varrho$ genügend klein ist. Diese Bedingung erfüllt Watte, die darum allgemein für schallgedämpfte Räume[1]) verwendet worden ist; die Porosität ist fast 100% und der Strömungswiderstand beträgt nur einige CGS-Einheiten (Strömungs-Ohm). Der geringe Strömungswiderstand hat zur Folge, daß besonders für die tiefen Frequenzen die Watteschicht eine außerordentlich große Stärke haben muß, damit die Reflexion am harten Abschluß der Schicht durch die Wand keine Rolle mehr spielt. Neben dieser allgemein üblichen Konstruktion ist noch eine andere bekannt geworden, die eine Kombination von Stoffvorhängen, bestehend aus 16 Flanell- und Musselin-Vorhängen, verwendet[2]). Die erreichten Schluckgrade liegen im Gebiet von 100 bis 1000 Hz zwischen 95% und 99%. Auch hier betragen die Strömungswiderstände je Schicht nur 15 bzw. 6 Ohm.

2. Entwicklung einer neuen Schallschluckanordnung

Die eben genannten Auskleidungsstoffe, insbesondere Watte, haben verschiedene praktische Nachteile; sie sind nicht feuersicher und sind auch verhältnismäßig teuer. Die Raumakustik kennt noch eine große Menge anderer poröser Materialien, die als Schallschluckstoffe viel Verwendung finden. Unter ihnen nimmt die Schlackenwolle eine hervorragende Stellung ein; sie wird aus flüssiger Hochofenschlacke durch Zerstäuben im Wasserdampfstrahl hergestellt, ist vollkommen feuersicher und auch preislich gut geeignet. Schlackenwolle hat mit etwa 90% eine kleinere Porosität als Watte und einen Strömungswiderstand, der je nach Stopfdichte und Verarbeitung 80 bis 200 Ohm ist. Der akustische Widerstand liegt daher insbesondere auch für die tiefen Frequenzen wesentlich über dem Wellenwiderstand von Luft, so daß eine homogene Schicht gleichmäßig gepackter Schlackenwolle mehr Schall reflektiert als eine entsprechende Watteschicht. Dafür bietet allerdings der große Strömungswiderstand den Vorteil, daß der in das Material eindringende Schallanteil stark gedämpft wird; die Dämpfung je Längeneinheit ist nämlich durch den Ausdruck

$$\frac{\omega}{c}\sqrt{-\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{z}{\omega\, \varrho}\right)^2}}$$

gegeben, wächst also mit der Frequenz und der Größe des Strömungswiderstandes.

Bei Stoffen dieser Art ist die Hauptaufgabe, den Schall in das Material hineinzubekommen, oder mit anderen Worten, eine Anpassung der Wellenwiderstände zu erzielen. Man erreicht die Anpassung durch einen allmählichen Übergang von Luft zu Stoff, indem man das Material kegel-, pyramiden- oder keilförmig aufbaut; durch eine Übergangsschicht mit allmählich zunehmender Querschnittsfläche des Schluckstoffes dringt der Schall in die homogene Schicht ein. Bei einer

[1]) Der im Jahre 1932 erbaute schallgedämpfte Raum des Institutes für Schwingungsforschung besitzt eine solche Auskleidung; vgl. auch W. Janovsky und F. Spandöck, Akust. Z. 2 (1937), S. 322.

[2]) E. H. Bedell, J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 118.

solchen Anordnung ändert man also sowohl die Porosität wie den Strömungswiderstand allmählich von den Werten des Mediums, d. h. 1 bzw. 0, zu den Werten des Schluckstoffes[3]). Wenn man dieses Prinzip aufstellt, so erheben sich sofort eine Reihe von Fragen über die Länge und die Form des Überganges im Zusammenhang mit den Daten des gewählten Schluckstoffes. Ihre theoretische Behandlung[4]) ist schwierig und würde eine Lösung der Wellengleichung mit sehr verwickelten Randbedingungen erfordern. Eine Klärung der Fragen wurde daher zunächst auf experimentellem Wege versucht.

Es ist notwendig, kurz die Meßanordnung zu beschreiben, mit der kleine Reflexionszahlen meßbar sind. Sie besteht in bekannter Weise aus einem Kundtschen Rohr, das an seinem einen Ende mit der zu untersuchenden Anordnung abgeschlossen ist. Am anderen Ende befinden sich entweder die Schallquelle oder der frequenzunabhängigen Anregung wegen ein stark wirksamer Schluckstoff; im letzteren Fall muß der Schall seitlich in das Rohr eingeleitet werden. Aus den Schalldrucken im Druckbauch P_{max} und im Druckknoten P_{min} folgt der Reflexionsfaktor R (bezogen auf Amplituden) aus $P_{max}/P_{min} = 1 + R/1 - R$. Die Schalldrucke werden mit einem verschiebbaren Mikrophon (kleines Seignettesalzmikrophon) aufgenommen und über einen Verstärker dem Pegelschreiber bzw. einem linear anzeigenden Röhrenvoltmeter zugeführt. Von großer Bedeutung ist, daß das Kundtsche Rohr vollkommen starre Wände hat. Für die Messungen wurden zwei Rohre quadratischen Querschnitts hergestellt. Das eine diente für größere Stoffproben und Frequenzen bis 400 Hz; es besaß einen Querschnitt von 40 × 40 cm², die Länge war 15 m. Das zweite war nur 14 × 14 cm² groß und 5 m lang; es kann bis etwa 1000 Hz verwendet werden. Oberhalb der angegebenen Frequenzen tritt die erste Querschwingung des Rohres ein und verhindert das Entstehen einer ebenen Welle. Beide Rohre waren aus etwa 25 cm starken Ziegelsteinwänden, einer Betondecke und einer Betonsohle hergestellt; der Innenverputz war besonders sorgfältig ausgeführt und möglichst unporös gemacht. Auf diese Weise konnten z. B. im großen Rohr bei Abschluß mit einer schallharten Platte die Unterschiede zwischen den Größt- und Kleinstwerten des Schalldruckes bis zu 40 db gesteigert werden.

In der Raumakustik ist es im Hinblick auf Nachhallzeitberechnung und -messung üblich, für Schallschluckstoffe den Schluckgrad a, d. h. das Verhältnis „Nicht reflektierte Energie zu auftreffende Energie" anzugeben. In diesem Maßstab drängen sich die Meßwerte für die in Betracht kommenden Stoffe auf den Bereich 90% bis 100% zusammen. Es ist darum wesentlich übersichtlicher, für Schluckstoffe in schallgedämpften Räumen den Amplitudenreflexionsgrad R anzugeben. $R = 30\%$ bedeutet $a = 91\%$, $R = 10\%$ $a = 99\%$ und $R = 3\%$ schließlich heißt $a = 99{,}91\%$.

Oben wurde darauf hingewiesen, daß für poröse Stoffe die Reflexionszahl niedriger wird, wenn man die Porosität erhöht. Es liegt daher nahe, die Porosität dadurch zu steigern, daß man den Schluckstoff nicht gleichmäßig dicht packt, sondern ihn etwa in Form von Kanälen, die in der Schallausbreitungsrichtung liegen, „auflockert". Man kommt dann zu einer Schallschluckanordnung, die aus vielen parallel liegenden, schalldämpfenden Kanälen besteht. Über die Schallausbreitung im Inneren dieser Kanäle liegen experimentell gut bestätigte Theorien[5]) vor. Die Schalldämpfung in den Kanälen ist um so größer, je kleiner die Kanalbreite und je kleiner der Wandwiderstand sind. So zeigt beispielsweise eine Schlackenwolleauskleidung von 5 cm Stärke bei einer Kanalbreite von 10 cm im Frequenzbereich 100 bis 1000 Hz eine Schalldämpfung von 5 bis 50 db/m[6]). Eine Kanallänge von 1 m muß also bei einer mittleren Frequenz (etwa 300 Hz) ausreichen, um eine Schwächung der von der Kanalabschlußwand rückkehrenden Welle auf 10% der einfallenden Amplitude zu erreichen. Kleinere Kanalbreiten ergeben noch günstigere Verhältnisse.

[3]) Dies scheint zunächst dem Ergebnis theoretischer Überlegungen von L. Cremer Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 362 zu widersprechen. Cremer untersucht jedoch Anordnungen mit langsam zunehmendem Strömungswiderstand, während es für eine gute Anpassung auf eine allmähliche Abnahme der Porosität ankommt.

[4]) Lord Rayleigh, Theory of Sound, Bd. II, S. 96, und Bd. II, S. 235.

[5]) L. Cremer, Akust. Z. 5 (1940), S. 57. Ph. M. Morse, J. Acous. Soc. Am. 11 (1939), S. 205.

[6]) W. Lippert, Akust. Z. 6 (1941), Heft 1.

Abb. 1 und 2 bestätigen die eben gemachten Ausführungen. Zum Vergleich sind in Abb. 1 zuerst homogene Stoffe ohne aufgelöste Oberfläche gemessen worden, nämlich eine bitumengebundene Schlackenwolleplatte (Ravolitplatte) der Firma Berliner Gipswerke L. Mundt

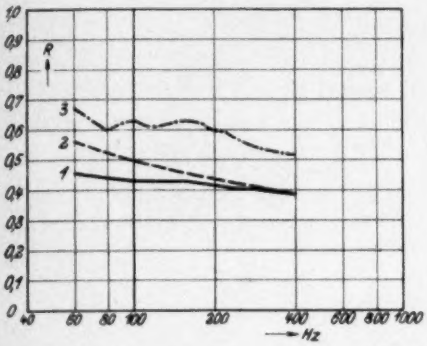


Abb. 1. Reflexionszahlen von gleichmäßig dichten Schlackenwolleschichten von 1 m Länge
1. 8 bitumengebundene Schlackenwolleplatten (Ravolitplatten) dicht gepackt, offener Abschluß des Rohres; 2. 8 bitumengebundene Schlackenwolleplatten, dicht gepackt, schallharter Rohrabschluß; 3. gleichmäßige Schüttung loser Schlackenwolle, schallharter Abschluß

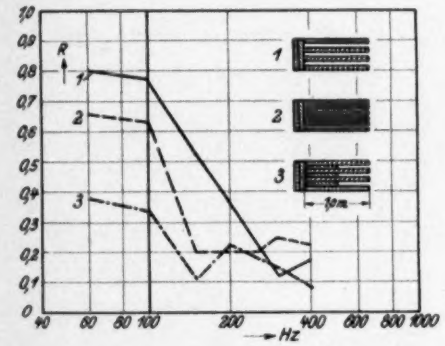


Abb. 2. Reflexionszahlen von kanalartig aufgebauten Schluckstoffanordnungen 1 m lang
1. 4 Platten verteilt über den Rohrquerschnitt 40 × 40 qcm; 2. 6 Platten verteilt über den Rohrquerschnitt 40 × 40 qcm; 3. Zweifachsystem: 4 Platten 50 cm lang über den Querschnitt 40 × 40 qcm verteilt; 50 cm dichte Packung

(Porosität von 90%, Strömungswiderstand senkrecht zur Plattenebene 80 Ohm, akustischer Widerstand senkrecht zur Plattenebene für hohe Frequenzen etwa 3 ϱc), sowie eine dichte Packung von loser Schlackenwolle, beides in einer Schichtstärke von 1 m. Das Meßrohr war das für die tiefen Frequenzen. Die etwa 5 cm breiten in Rohrrichtung stehenden Schlackenwolleplatten wurden dabei dicht aneinander gesetzt, so daß der gesamte Rohrquerschnitt ausgefüllt war; es lagen 8 Platten nebeneinander. Man erkennt, daß in allen 3 Kurven die Reflexionszahlen noch verhältnismäßig hoch liegen, mit wachsender Frequenz allerdings abnehmen. Der Abschlußwiderstand spielt etwa bis zu Frequenzen von 300 Hz eine Rolle.

Abb. 2 gibt den Einfluß einer Auflösung der Schicht wieder. Für die Messungen zu Kurve 1 und 2 sind an Stelle von 8 nur 4 bzw. 6 Schlackenwolleplatten über den Querschnitt von 40 × 40 cm² verteilt, so daß das eine Mal 3 Kanäle von je 7 cm, das andere Mal 5 Kanäle von je 4 cm Breite vorhanden sind. Dementsprechend sind die Reflexionswerte für die tiefen Töne im ersten Fall höher als im zweiten, während die Endwerte bei höheren Tönen umgekehrt liegen.

Eine Kombination (Kurve 3) einer dichten Packung von 50 cm Schichtstärke mit einer unterteilten Anordnung (wie in Kurve 1) von ebenfalls 50 cm Stärke gibt bereits niedrigere Reflexionswerte. Die entsprechenden Schallschluckgrade liegen bei 96%.

Der nächste Schritt ist, die Kanäle mit einer breiten Eingangsöffnung beginnen zu lassen und ihre Querschnittsfläche allmählich zu verringern, oder umgekehrt ausgedrückt, die Wandstärken der Kanäle nach dem Abschluß hin zu vergrößern. Beispiele hierfür zeigt Abb. 3, die sich auf pyramiden- oder keilförmige Schlackenwolleschichten von 1 m Länge bezieht. Kurve 1 gibt die Werte für Schlackenwollepyramiden, die handgestopft sind und eine dünne Gazeumhüllung tragen. Die Stopfung ist so vorgenommen, daß der Strömungswiderstand etwa 100 Ohm, die Porosität 90% beträgt. Die Grundfläche der Pyramiden hat die Abmessungen von 13 × 13 cm², so daß in das große Meßrohr insgesamt 9 Stück gebracht werden konnten. Die zweite Kurve bezieht sich auf eine keilförmige Anordnung, die aus 5 cm starken gepreßten Schlackenwolleplatten (Monolan-Fabrikat) herausgeschnitten und zusammengesetzt wurde. Die Keile, die eine Grundfläche von 5 × 13,5 cm² hatten, lagen

in mehreren Schichten übereinander. Der Wandabschluß war in jedem Fall schallhart (5 cm starke lackierte Holzplatte); bei der Anordnung zu Kurve 1 befand sich noch vor dem Abschluß eine Lochsteinziegelwand von 6 cm Dicke. Die Reflexionswerte liegen bereits bei 100 Hz

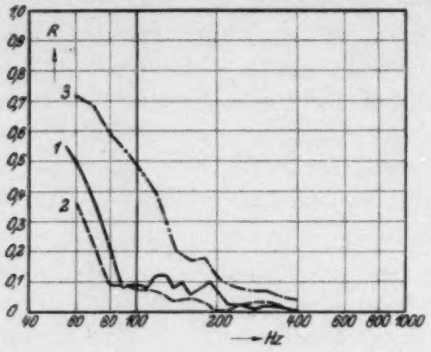


Abb. 3. Reflexionszahlen von drei verschiedenen Schluckstoffanordnungen mit allmählichem Übergang, Schichtstärke 1 m
1. Schlackenwollepyramiden in Gazeumhüllung, handgestopft; 2. gegeneinander versetzte keilförmig zulaufende Platten, die aus 5 cm starken gepreßten Schlackenwolleplatten (Monolan-Fabrikat) herausgeschnitten wurden; 3. Pyramiden aus Glaswolle

in der Gegend von 10% und fallen bei noch höheren Frequenzen bis auf einige Prozent, was übrigens die Grenze der Meßgenauigkeit des Rohrverfahrens darstellt. Damit sind also Schluckzahlen erreicht, die für 100 Hz schon 99% betragen und mit wachsender Frequenz auf über 99,9% ansteigen.

Daß dieser Effekt nicht bloß auf das Material Schlackenwolle beschränkt ist, zeigt Kurve 3, die für Pyramiden aus Glaswolle aufgenommen ist. Der Kurvenverlauf ist ähnlich, wenn auch noch nicht durch die geeignete Stopfdichte, d. h. also durch die richtige Wahl des Strömungswiderstandes und der Porosität, die geringen Absolutwerte der Reflexion bei tiefen Frequenzen erreicht sind.

Nachdem das Prinzip des allmählichen Überganges als wesentlich für die Schallschluckung nachgewiesen ist, erheben sich die Fragen nach der Länge und nach der Form des Überganges. Um die erste Frage zu entscheiden, wurden Übergänge benutzt, bei denen die Querschnittfläche linear mit der Tiefe zunimmt. Der Übergang ist also keilförmig. Übersichtliche Verhältnisse hat man dann zu erwarten, wenn die Schichtstärke des nach dem Übergang befindlichen Materials so groß ist, daß die Amplitude der vom rückwärtigen Abschluß zurückkommenden Welle genügend klein ist. Für die Versuche wurde wiederum die bitumengebundene Schlackenwolleplatte verwendet, die sich leicht in jeder gewünschten Form schneiden läßt. Als Abschlußschicht diente eine 40 cm starke kompakte Schicht bei offenem Rohrende; die Messungen erfolgten in dem kleinen Meßrohr und konnten daher bis zu Frequenzen von etwa 1000 Hz ausgedehnt werden. Vor der Abschlußschicht befanden sich Keile von 15, 30 und 60 cm Länge. Die Meßergebnisse sind in Abb. 4 zusammengestellt. Die Anpassung ist etwa bei den Frequenzen 600, 300 und 150 bis 200 Hz erreicht. Für die tieferen Töne stört bereits die nicht genügend große Schichtstärke des Materials, vielleicht auch die Tatsache, daß der Wellenwiderstand des Materials eine merkliche Blindkomponente hat. Man kann sagen, daß unter den Versuchsbedingungen die Übergangslänge etwa $^1/_4$ bis $^1/_3$ der Wellenlänge betragen muß.

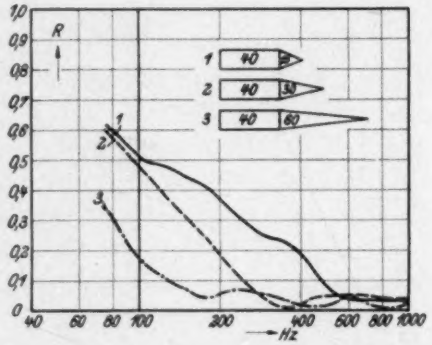


Abb. 4. Abhängigkeit der Reflexionszahl von der Länge des keilförmigen Überganges bei konstantem Abschlußwiderstand. Rückschicht 40 cm Schlackenwolle vor offenem Rohrende. Länge der Übergänge 15 cm (1), 30 cm (2), 60 cm (3)

Außer dieser Messung wurden noch zwei weitere Versuchsreihen ausgeführt. Die eine betrifft eine konstante Länge der Schluckstoffschicht bei verschiedenem Verhältnis von Übergangslänge zur Länge der Vollschicht, die zweite eine konstante Stoffmenge bei verschieden großer Übergangslänge. Der Wandabschluß war in jedem Fall schallhart (5 cm

starke Eisenplatte). Abb. 5 gibt die Ergebnisse der ersten Meßserie, Abb. 6 die der zweiten Serie wieder. Auch hier erkennt man den entscheidenden Einfluß der Übergangslänge, die etwa $\lambda/3$ groß sein muß. Für die tiefen Frequenzen spielen wiederum Resonanzerscheinungen infolge der nicht genügenden Schichtdicke eine Rolle. Nutzt man sie geeignet aus,

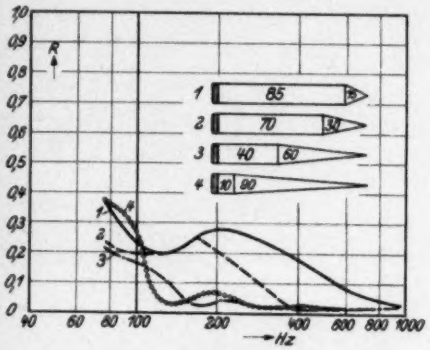


Abb. 5. Abhängigkeit der Reflexionszahl von dem Verhältnis Länge des Überganges zu Länge der gleichmäßigen Schicht bei gleicher Gesamtlänge (1 m)

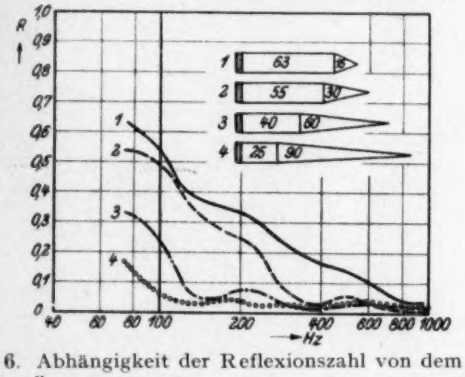


Abb. 6. Abhängigkeit der Reflexionszahl von dem Verhältnis Übergangslänge zu Länge der gleichmäßigen Schicht bei gleicher Stoffmenge

so erhält man niedrige Reflexionswerte in einem besonders großen Frequenzbereich. So liegen beispielsweise die Reflexionszahlen bei Anordnung 4 der Abb. 6 (Schichtstärke 25 + 90 cm) bereits ab 90 Hz unter 10% und betragen ab 150 Hz nur einige Prozent.

Was die zweite Frage, die Form des Überganges betrifft, so zeigen die bisher besprochenen Messungen, daß die lineare wie die quadratische (Pyramiden) Querschnittszunahme mit der Tiefe den gewünschten Zweck erfüllen. Übergänge nach einem höheren Potenzgesetz als die quadratische Querschnittszunahme, z. B. solche nach einem exponentiellen Verlauf ergeben bei gleicher Schichtlänge im Gebiet der höheren Frequenzen zwar gleichniedrige Reflexionszahlen, zeigen aber bei tiefen Tönen größere Werte wegen der geringeren Gesamtstoffmenge.

Abb. 7 bestätigt das eben Gesagte; die hinter dem Übergang liegende Materialschicht ist 40 cm stark und befindet sich am offenen Rohrende. Der Anfangsquerschnitt, die „Schneide" des Exponentialkeiles hängt von der Bearbeitbarkeit des Materials ab und hat etwa eine Breite von $^1/_2$ bis 1 cm. Die Re-

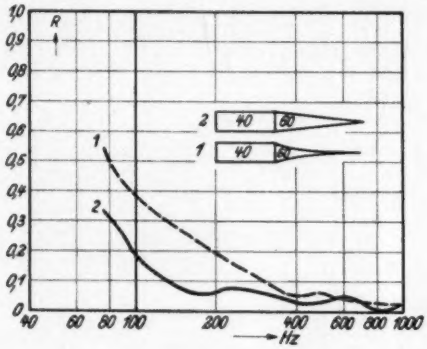


Abb. 7. Vergleich der Reflexionswerte bei zwei verschiedenen Übergangsformen, Rückschicht 40 cm, offenes Rohrende, Gesamtlänge 1 m
1. exponentielle Querschnittszunahme; 2. lineare Querschnittszunahme

flexionswerte des exponentiellen und des linearen Keiles sind von 500 Hz ab innerhalb der Meßgenauigkeit praktisch gleich.

Die besprochenen Formen zeichnen sich sämtlich dadurch aus, daß das Material mit einer Spitze oder einer Schneide beginnt. Auch nach der entgegengesetzten Richtung einer stumpferen Form hin wurden einige Versuche ausgeführt. Sie ergaben zwar für die tiefen Töne eine Verringerung der Reflexion gegenüber einer gleichmäßigen Materialverteilung, jedoch lagen die für die höheren Frequenzen erreichten Werte wesentlich über denen der spitzen Formen.

Die Messungen sind sämtlich auf senkrechten Schalleinfall im Kundtschen Rohr bezogen. Bei der Art der Anordnung ist jedoch zu erwarten, daß auch für schrägen Schalleinfall

wegen des größeren Schallweges bis zur Wand die Absorption außerordentlich groß sein wird. Eine Untersuchung hierüber wurde nicht durchgeführt, da sie nur für die tiefen Frequenzen interessiert und sich hierbei große meßtechnische Schwierigkeiten ergeben.

3. Bau des schallgedämpften Raumes

Die vorhergehende Untersuchung zeigt, daß man wirksame Schluckstoffkörper herstellen kann, die gleichzeitig praktische Vorteile gegenüber den bisher bekannten Stoffen haben.

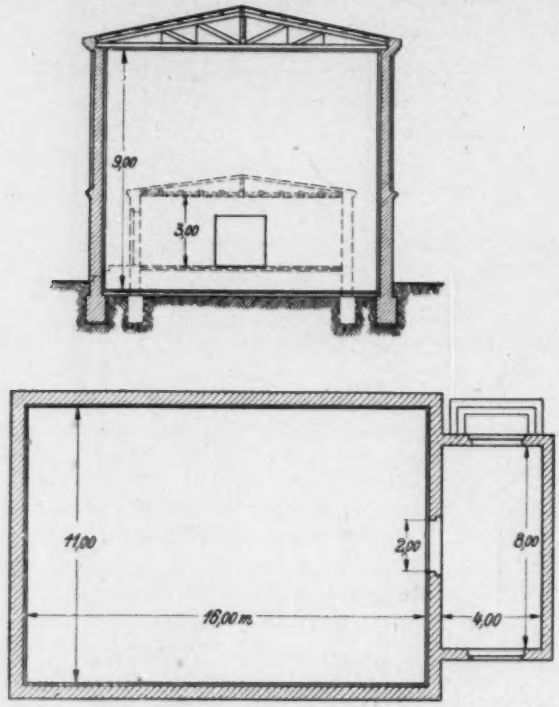


Abb. 8. Grundriß und Aufriß des schallgedämpften Raumes

Damit ist eine neue Grundlage für den Bau eines sehr guten schallgedämpften Raumes gegeben. Der Raum muß aber außer der Eigenschaft einer hohen Schallschluckfähigkeit seiner Wände noch die weitere Eigenschaft besitzen, genügend groß zu sein, insbesondere, wenn man die tiefen Töne mit größerer Genauigkeit messen oder wenn man ausgedehnte Baustoffanordnungen untersuchen will. Die Forderung nach Größe ist einmal mit Rücksicht auf die Wellenlänge der tiefen Töne zu stellen, zum anderen wegen der bekannten dämpfenden Eigenschaft[7]) einer Schallschluckschicht für parallel zu ihr verlaufende Schallstrahlen. Man muß Schallquelle und Meßgerät soweit von der Schicht entfernt aufstellen können, daß die Schallausbreitung wie im freien Raum erfolgt. Schließlich spielt noch eine dritte grundsätzliche Frage bei der Planung eines schallgedämpften Raumes eine Rolle, nämlich die Frage, ob er unsymmetrisch sein soll. Es ist klar, daß längs Symmetrielinien oder Symmetrieflächen noch vorhandene Schallreflexionen von den Wänden her gleichphasig eintreffen und daher größere Unregelmäßigkeiten im Schallfeld bewirken können. Man kann solche Schwierigkeiten dadurch umgehen, daß man die Meßorte etwas gegenüber den Symmetrie-

Abb. 9. Äußere Ansicht des schallgedämpften Raumes

stellen des Raumes verschiebt. Es ist dies ein wesentlich einfacheres Verfahren als den Raum irgendwie unsymmetrisch aufzubauen und damit bauliche Schwierigkeiten in Kauf zu nehmen. Der Raum wurde deshalb in Form eines Quaders geplant und hat damit den Vorteil einer guten Übersichtlichkeit der Reflexionsorte für eine beliebig gestellte Schallquelle.

Abb. 8 zeigt den Grundriß und den Aufriß des schallgedämpften Raumes. Die Abmessungen

[7]) G. v. Békésy, Z. techn. Phys. 14 (1933), S. 6.

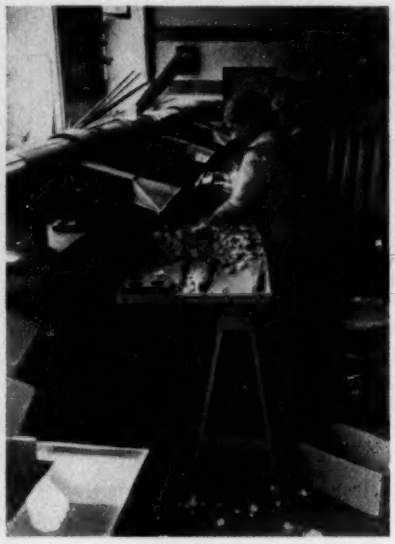


Abb. 10a

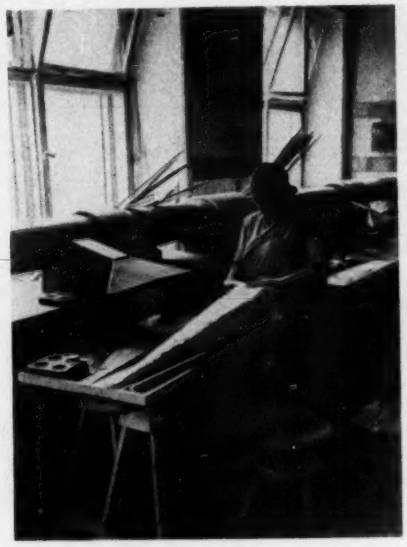


Abb. 10b

Herstellung der Schluckstoffkörper

sind: Länge 16 m, Breite 11 m, Höhe 9 m. Man erhält somit einen Rauminhalt von 1584 cbm. Vor dem schallgedämpften Raum befindet sich ein kleiner Laboratoriumsraum von 32 m² Grundfläche.

Die Außenansicht der Anlage zeigt Abb. 9.

Das Hauptproblem war, die Schluckstoffkörper zu beschaffen. Es liegt nahe, an eine preßtechnische Fabrikation von keil- oder pyramidenförmigen Körpern zu denken. Solche Versuche wurden auch bei der einschlägigen Industrie angeregt und führten zu gewissen Erfolgen. Jedoch ist noch einige Entwicklungsarbeit auf diesem Gebiete zu leisten. Um trotzdem den Raum auskleiden zu können, blieb nichts anderes übrig, als die Schluckstoffkörper in Handarbeit herstellen zu lassen und zugleich die Fabrikation in eigene Regie zu nehmen. Es wurde entschieden, die Pyramidenform zugrunde zu legen, sie aber nicht bis zur Grundfläche durchgehen zu lassen, sondern sie auf einem quaderförmigen Stück aufzubauen. Die folgenden Abmessungen wurden gewählt: Grundfläche 15 × 15 qcm, Gesamthöhe 1 m, Höhe des quaderförmigen Teiles 15 cm. Dies ist eine ähnliche Form, wie sie in Abb. 4, Kurve 1, besprochen ist.

Um der Schlackenwolle, die bei stärkerer Stopfung an sich schon durch Verfilzen der Fasern gut zusammenhält, eine dauerhafte Form zu geben, wurde sie mit einer sehr dünnen, durch Appretur steif gemachten Gaze zusammengehalten. Zur inneren Stützung der Schlackenwollekörper wurden dünne Holzlatten eingezogen. Die an den Seitenwänden des Raumes aufzuhängenden Körper erhielten einen durchgehenden Holzstab, der vorn angespitzt war und an der Rückseite diagonal zur Grundfläche ein Holzdreieck enthielt. An diesem Dreieck waren auch die Aufhängeösen befestigt. Die Deckenkörper hatten nur einen kurzen Holzstab mit 2 kleinen Querstäben; die Aufhängeösen waren hier am Holzstab angebracht. Die auf den Fußboden zu stellenden Pyramiden enthielten zur Versteifung eine Holzstange mit einem Querstab. Am Ende des quaderförmigen Teiles der Schluckstoffkörper war jedesmal eine Pappscheibe angebracht, die durchlöchert war, damit noch die Kanäle der Lochsteine, aus denen z. T. die Seitenwände des Raumes gebaut waren, schallschluckend wirksam wurden. Zur Befestigung der Pyramiden dienten kleine Haken, die in die Decke eingeschraubt, in die Seitenwände dagegen eingeschlagen wurden. Um die letztere Arbeit zu erleichtern, waren die Mauersteine der inneren Wand keine Vollziegel, sondern Lochsteine, die mit ihren Löchern senkrecht zur Wandfläche standen[8]); in die Löcher wurde zunächst ein Holzpfropfen und in diesen der Haken eingeschlagen.

Die Herstellung der Schluckstoffkörper ging folgendermaßen vor sich (Abb. 10a und b). Die richtig zurechtgeschnittene Gaze wird zuerst in die

[8]) Die großen Lochsteinflächen (490 qm zu insgesamt 840 qm Raumoberfläche) bewirkten in Zusammenhang mit der aus einer Holzkonstruktion bestehenden Decke, daß die Nachhallzeit des leeren

Stopfform eingelegt. Dann wird die abgewogene Menge von Schlackenwolle hineingeschüttet und festgestopft, wobei noch die Haltevorrichtung aus Holz, an der sich bereits die Aufhängeösen befinden, und die Abschlußplatte aus Pappe hineingebracht werden. Die freien Enden der Gaze werden nicht genäht oder zusammengeklebt, sondern, was sich als sehr zeitsparend erwiesen hat, durch Stecknadeln zusammengehalten. Schließlich wird auch die Bodenfläche des Schluckstoffkörpers noch mit einem zurechtgeschnittenen Gazestück umhüllt. Der Schluckstoffkörper wiegt einschließlich des Holzgerüstes 2 bis 2,2 kg, so daß sich ein qm-Gewicht von 90—100 kg ergibt[9]).

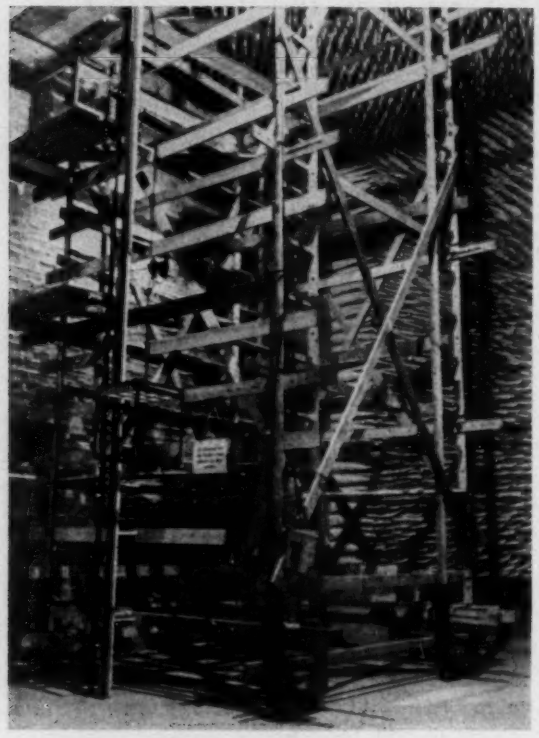


Abb. 11. Befestigung der Schluckstoffkörper im Raum

Die Befestigung der Schluckstoffkörper erfolgte von einem Baugerüst aus, auf das sie mit einem elektrischen Fahrstuhl hinaufbefördert wurden (Abb. 11). Zum Schluß dieses Absatzes seien die insgesamt verbrauchten Materialmengen angegeben. 840 qm Oberfläche waren auszukleiden. Dazu waren rund 32000 Schluckstoffkörper nötig. Sie enthielten 64 t Schlackenwolle[10]), 18000 qm Gaze, Holzlatten, die zusammengesetzt etwa eine Länge von 30 km ergeben, 24000 Haken und etwa 1 Million Stecknadeln.

Die Herstellung der Schluckstoffkörper erfolgte mit 8 Stopfformen in 2 getrennten Räumen, in denen jeweils eine besondere Luftabsaugevorrichtung der Staubbelästigung wegen angebracht wurde. Mit insgesamt 11 Arbeitskräften[11]) dauerte die Herstellung der Schluckstoffkörper und die Auskleidung des Raumes etwa $4^1/_2$ Monate.

Abb. 12a und b zeigen zwei Ansichten des schallgedämpften Raumes, auf denen einmal der Gitterrost zum Betreten des Raumes, das andere Mal die Türkonstruktion bemerkenswert sind. Der Rost besteht aus einem 1 m breiten Mittelsteg, der sehr engmaschig ist, und aus einem wesentlich weitmaschigeren Teil (Maschengröße 25×25 qcm), der die übrige Bodenfläche bedeckt. Der Laufrost befindet sich dadurch, daß der gedämpfte Raum 1 m tiefer als der Laboratoriumsraum liegt, mit dessen Fußboden auf gleicher Höhe. Die Tür ist besonders schalldicht ausgeführt und läuft auf Rollen. In Abb. 12a ist auch die Meßeinrichtung mit Schallsender und beweglichem Mikrophon zu sehen. Für das Anhängen von akustischen Geräten sind mehrere Seilzüge vorgesehen, die z. T. von der Eingangstür, z. T. von dem über der Decke befindlichen Bodenraum aus zu bedienen sind. Feste Einbauten, mit Ausnahme des unbedingt erforderlichen Laufrostes, dessen Platten übrigens leicht entfernbar sind, sind sorgfältig vermieden. Der Raum enthält eine Lüftungsanlage mit 2 Schächten, deren Wände gleichfalls eine schalldämpfende Bekleidung erhalten haben. Wie die Beobachtungen seit einem Jahr zeigen, besteht eine Staubbelästigung durch die Schlackenwolle nicht.

Raumes bereits bemerkenswert niedrig war (2 sec). Interessant war auch die Beobachtung, daß bei kurzen Schallimpulsen ein pfeifendes Geräusch auftrat, das auf den Ausklingvorgang der vielen durch die Lochsteine gebildeten Resonatoren zurückging.

[9]) Die Wände sind für eine Last von 100 kg/qm berechnet, die an einem Hebelarm von 80 cm angreift.

[10]) Die großen Schlackenwollemengen wurden in dankenswerter Weise in der Hauptsache von den beiden Firmen Deutsche Eisenwerke AG., Gelsenkirchen, und Deutsche Patentwärmeschutz AG., Dortmund-Hörde, in sehr guter Qualität geliefert.

[11]) Der Firma W. Genest G. m. b. H., Berlin, haben wir für die Zurverfügungstellung einer gelernten Arbeitskraft zur Befestigung der Schluckstoffkörper zu danken.

Der Fußboden des Raumes ist ebenfalls schallgedämpft. Bei der Planung wurde auch daran gedacht, einen vollkommen schallharten Fußboden anzulegen und Schallquelle sowie Schallempfänger in ihn einzubauen. Man erhält dann gleichfalls eine definierte Schallausbreitung in einen Halbraum hinein. Mit Rücksicht darauf, daß bei vielen Schallquellen, wie beispielsweise bei größeren Lautsprechern oder Musikinstrumenten, ein Einbau in den Fußboden unmöglich ist, wurde die allseitige Auskleidung gewählt. Um trotzdem gelegentlich Versuche nach der anderen Methode ausführen zu können, ist geplant, den Rost mit starken, lackierten Sperrholzplatten zu bedecken, die, abgesehen von den tiefen Frequenzen, als guter akustischer Spiegel wirken.

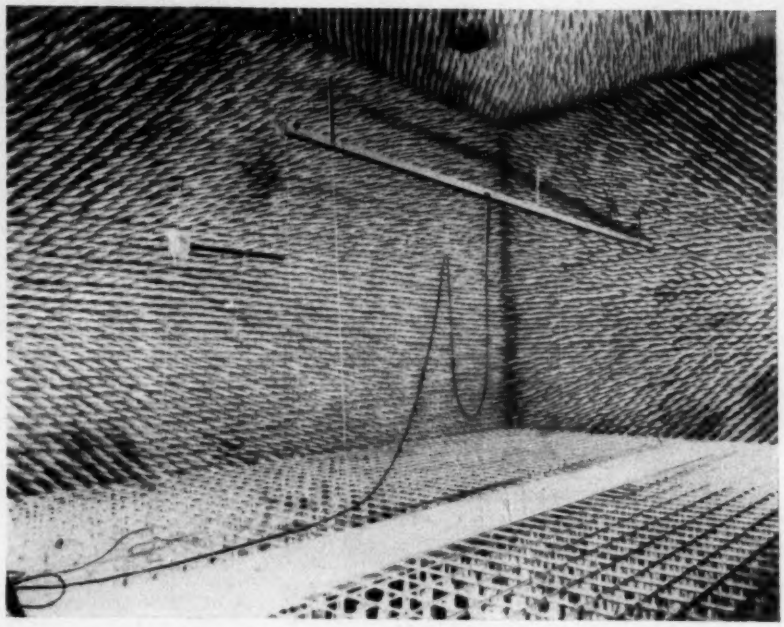


Abb. 12a

Die lichten Abmessungen des Raumes betragen nach der Auskleidung $14 \times 9 \times 7 = 882$ cbm. Etwas weniger als die Hälfte des ursprünglichen Volumens ist also durch die schallschluckende Auskleidung verlorengegangen.

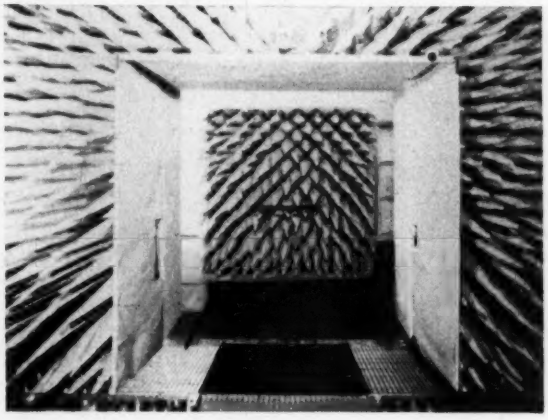


Abb. 12b
Ansichten des schallgedämpften Raumes

4. Messungen zur Schallausbreitung im gedämpften Raum

Der akustische Eindruck beim Betreten des Raumes ist außerordentlich groß, ebenso wie übrigens der optische. Der Raum wirkt vollkommen nachhallfrei. Beim Hineingehen hat man auch in ihm, wie in allen schallgedämpften Räumen, ein eigenartiges Druckgefühl in den Ohren, das allerdings bei längerem Verweilen sich verliert. Die Abnahme der Schallintensität mit der Entfernung von der Schallquelle ist subjektiv sehr auffällig. Bei Messungen tritt diese Abnahme der Intensität durch die Notwendigkeit in Erscheinung, eine erheblich größere Verstärkung gegenüber anderen Räumen aufwenden zu müssen. Auch andere Effekte sind bemerkenswert. Stehen Sprecher und Hörer auf dem Mittelsteg am Anfang und Ende des Raumes und befinden sich dazwischen noch eine größere Anzahl anderer Personen, so ist eine Verständigung durch die Behinderung des direkten Schallstrahles und die Erhöhung des Störpegels infolge der anwesenden Personen unmöglich. Eine Holz- oder Metallplatte von $^1/_2$ qm Fläche gibt bei kurzen Schallimpulsen wie Händeklatschen od. dgl. ein deutliches Echo.

Welche akustische Güte der Raum besitzt, kann nur durch Messungen festgestellt werden. Die hierzu übliche Methode ist, ein bekanntes Schallfeld zu erzeugen und die von den Wandreflexionen herkommenden Störungen zu bestimmen. Man verwendet ein Kugelschallfeld. Bei den vorliegenden Versuchen wurde darauf geachtet, auch wirklich Kugelschallwellen zu erzeugen, was praktisch auf kleine Abmessungen der Schallquelle und damit auf einen Verlust an Schallenergie führt. Je nach dem Frequenzgebiet werden 3 verschiedene Schallquellen benutzt: Bis 200 Hz ein dynamischer Konuslautsprecher, dessen Rückseite durch einen kleinen starkwandigen Holzkasten abgeschlossen ist, von 200 bis 2000 Hz ein Rohr von ca. 5 cm Durchmesser, dessen eines offenes Ende die Schallquelle darstellt, und an dessen anderem Ende sich ein dynamisches Trichterlautsprechersystem befindet. Oberhalb 2000 Hz wird ein Hochtonlautsprechersystem verwendet, dessen kleiner Trichter durch ein Rohr von 1 cm Durchmesser ersetzt ist. Das Meßmikrophon, ein kleines, allseitig möglichst gleichempfindliches Kondensatormikrophon der Gerlachschen Konstruktion ist an einer etwa 1 m langen Holzstange aufgehängt, deren oberes Ende auf Rollen wie eine Schwebebahn an einem 9 m langen Holzträger entlang gezogen wird. Während der Bewegung des Mikrophons von der Schallquelle weg wird der Schalldruck über einen Verstärker auf einem Neumannschen Pegelschreiber aufgezeichnet. Er muß wie $1/r$ abnehmen, wenn die Entfernung mit r bezeichnet wird. Damit Änderungen in dieser Gesetzmäßigkeit besser zu erkennen sind, wird synchron mit der Mikrophonbewegung die Einstellung eines Potentiometers am Verstärker so verändert, daß die Verstärkung proportional zu r zunimmt und bei idealem Kugelfeld also die Ausgangsspannung und damit die Anzeige am Pegelschreiber konstant bleiben. Beispiele für diese Messungen stellt Abb. 13 zusammen. Die gesamte Aufzeichnung bedeutet eine Registrierlänge von knapp 9 m. Abgesehen von einem kurzen Anfangsteil, bei dem eine Übersteuerung des Verstärkers stört, verläuft die Aufzeichnung, die einen Bereich von 25 db umfaßt, für die mittleren Frequenzen vollkommen konstant. Innerhalb der Meßfehler ist also auf der ganzen Meßstrecke von 9 m keine Abweichung von dem $1/r$-Gesetz festzustellen. Nicht so gut fallen die Aufzeichnungen für die tiefen und

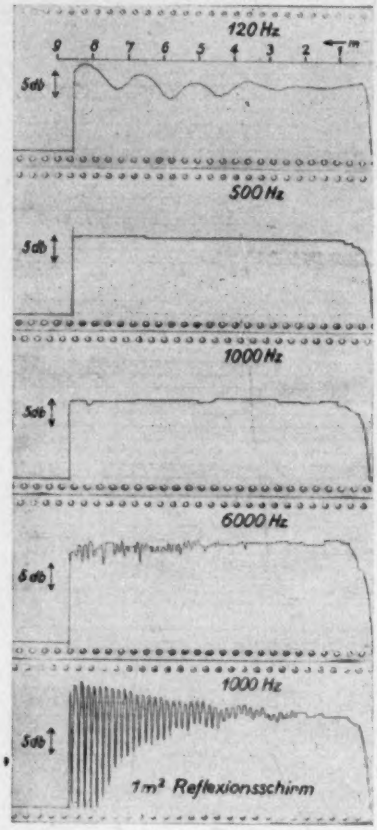


Abb. 13. Beispiele für die Prüfung der $1/r$ Abnahme im Kugelschallfeld

a) 120 Hz, b) 500 Hz, c) 1000 Hz, d) 6000 Hz, e) Reflexionsstörungen für 1000 Hz, erzeugt durch eine senkrecht zur Schallaufzeichnungsbahn stehende schallharte Fläche von 1 qm

für die hohen Frequenzen aus. Für die tiefen Töne stören die restlichen Schallreflexionen der Wände, für die hohen Töne liegt die Störungsursache in den Meßapparaten selbst. Beispielsweise brachte die Dämpfung des Mikrophonfahrbalkens durch einen Filzstreifen eine wesentliche Verbesserung. Befinden sich die Meßapparate näher am Laufrost, so werden die Störungen für die hohen Töne gleichfalls größer. Was eine einzige schallreflektierende Platte von 1 m² Fläche senkrecht zur Mikro-

phonfahrbahn gestellt ausmacht, zeigt die untere Aufnahme von Abb. 14. Es entsteht eine ausgeprägte Interferenzerscheinung. Die Frequenz war dabei 1000 Hz.

Sind Schallquelle und Mikrophonfahrbahn nahe an einer Wandfläche, so tritt, worauf schon oben bei den Bedingungen für die Raumgröße hingewiesen wurde, eine zusätzliche Dämpfung auf. Dieser Effekt wurde gleichfalls durch einige Aufnahmen belegt (Abb. 14). Lautsprecher und Mikrophon befanden sich dabei unmittelbar über dem Gitterrost der Bodenfläche. Man erhält für die tiefen und mittleren Frequenzen eine durchschnittliche Dämpfung von 1,2 bis 0,9 db/m. Die Ausbreitung der hohen Frequenzen wird noch zusätzlich durch den Gitterrost gestört.

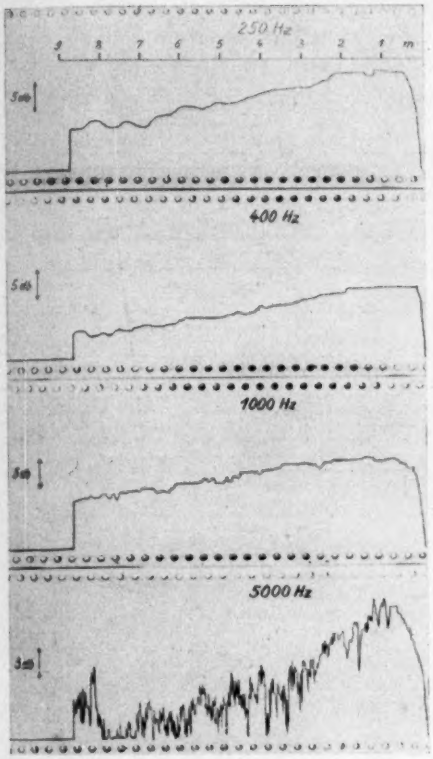


Abb. 14. Dämpfung von Schallwellen, die sich unmittelbar längs der Bodenfläche ausbreiten: 250, 400, 1000 und 5000 Hz

Der Raum wurde an mehreren Stellen in der beschriebenen Weise durchgemessen. Abb. 15 stellt einige Ergebnisse zusammen. Die Fahrbahn befand sich dabei 4,40 m über dem Rost und war 3,50 m von der einen Seitenwand entfernt. Als Ordinaten sind in Abb. 15 die größten Schwankungen in db aufgetragen, die innerhalb der Entfernungsbereiche von der Schallquelle 0—3 m, 3—6 m und 6—9 m vorkommen. Für die meisten Messungen der Akustik genügt eine Meßgenauigkeit von etwa 1 db. Dies bedeutet rund eine 10%ige Amplitudenänderung. Eine solche Genauigkeit wird im Bereich 0—3 m für fast alle vorkommenden Frequenzen erreicht. Oberhalb von 300 Hz sind jedoch die Schwankungen auch für die größten Entfernungen wesentlich kleiner, sie betragen nur noch einige Prozent. Diese geringe Welligkeit des Schallfeldes dürfte nicht bloß, wie Abb. 15 ausweist, bis etwa 1000 Hz, sondern bis zu den höchsten Frequenzen reichen, wenn die Meßaufbauten nicht stören. Ähnliche Ergebnisse wie Abb. 15 wurden auch an anderen Raumstellen erzielt.

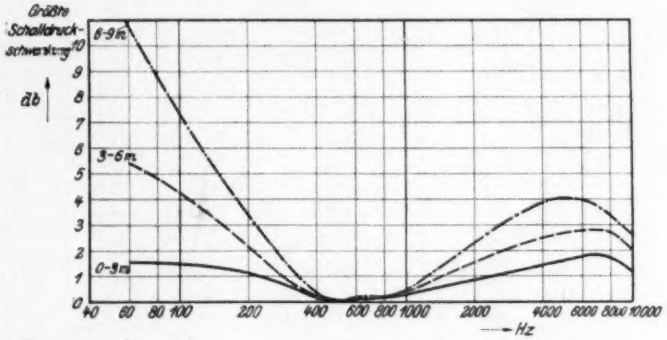


Abb. 15. Größte Abweichungen vom $1/r$-Gesetz eines Kugelschallfeldes in Abhängigkeit von der Frequenz und von dem Schallquellenabstand; Meßbahn in der Längsrichtung eines Raumes

Besonders günstige Werte erhielt man, wenn die Schallquelle sich in einer Raumecke befindet und die Meßbahn schräg in den Raum hinausgeht; dann erfolgen die ersten Reflexionen mit sehr großen Wegdifferenzen gegenüber dem direkten Schallstrahl. Die Verbesserung bei den tiefen Frequenzen war erheblich; so betrugen die größten Abweichungen vom $1/r$-Gesetz längs der gesamten 9 m langen Meßstrecke bei 60 Hz 2—3 db, bei 75 Hz 2 db, bei 120 Hz 3 db, bei 200—300 Hz weniger als 1 db. Die Abweichungen oberhalb von 300 Hz änderten sich gegenüber den Werten von Abb. 15 nicht.

Noch ein zweites Verfahren der raumakustischen Prüfung eines schallgedämpften Raumes wurde angewandt, die Kurztonmethode[12]). Man sendet kurze Wellenzüge aus und oszillografiert sie, sowie die später eintreffenden Echos. Abb. 16 gibt eine Auswahl von Meßergebnissen für verschiedene Frequenzen und für verschiedene Abstände von der Schallquelle. Als Schallquelle diente im vorliegenden Fall ein elektrodynamischer Konuslautsprecher mit Schallschirm; der Schallempfänger war das

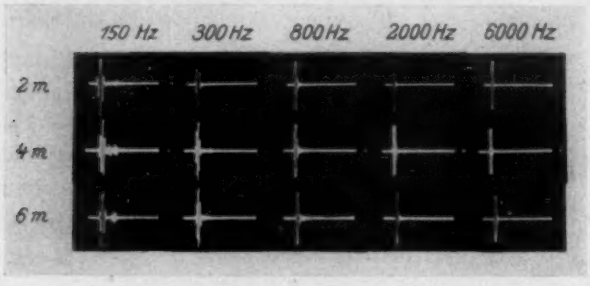


Abb. 16. Reflexionsprüfungen durch Schallimpulse verschiedener Frequenz; Aufnahme in verschiedenen Abständen von der Schallquelle

obenerwähnte Kondensatormikrophon. Abgesehen von den tiefsten Frequenzen sind Echos kaum feststellbar.

Mit den vorstehenden Untersuchungen ist nachgewiesen, daß der Raum die an ihn zu stellenden Anforderungen voll erfüllt und daß er für alle akustischen Messungen in fortschreitenden Schallwellen hervorragend geeignet ist.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat in großzügiger Weise den Bau des Raumes ermöglicht. Es ist daher unser Wunsch, an dieser Stelle Herrn Ministerialdirektor Prof. Dr. Mentzel sowie Herrn Staatsrat Prof. Dr. Esau unseren herzlichen Dank dafür zu sagen.

Die schnelle und preiswerte Herstellung der Schluckstoffkörper in eigener Regie war nur dadurch möglich, daß verschiedene Mitarbeiter des Instituts für Schwingungsforschung die Arbeitsverfahren mit großer Sorgfalt entwickelten. In diesem Zusammenhang haben wir Herrn Dipl.-Ing. Henssler für viele wertvolle Ratschläge zu danken. Ganz besonderer Dank gebührt aber Herrn Maschinenmeister Demakowsky, der mit unermüdlichem Fleiß die Herstellung und Anbringung der Schluckstoffkörper überwachte und vielfach selbst mit Hand anlegte.

(Eingegangen am 27. August 1940.)

[12]) F. Spandöck, Ann. Phys. 5, 20 (1934), S. 328.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Heinrich Hecht, **Schaltschemata und Differentialgleichungen elektrischer und mechanischer Schwingungsgebilde.** Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1939. 125 Seiten und 51 Abbildungen, Format: 16 × 23 cm. Preis geh. 9,60 RM.; geb. 11,40 RM.

Der Verfasser, welcher vor zwei Jahrzehnten in seinen bekannten Arbeiten mit W. Hahnemann bereits von den Analogien zwischen machanischen und elektrischen Gebilden erfolgreich Gebrauch gemacht hat, bringt in der vorliegenden Monographie eine Zusammenstellung von ausführlichen Betrachtungen über derartige Analogien, die bei der praktischen Gestaltung von elektroakustischen Geräten entstanden sind.

Von den vier Gebieten, die der Titel einschließt, werden drei, nämlich die Aufstellung der Differentialgleichungen und die elektrischen Schaltschemata als bekannt vorausgesetzt. Den wesentlich neuen Inhalt des Buches dagegen bildet das vierte Gebiet, die Entwicklung mechanischer Schaltschemata, welche der Verf. auch in der Wahl der Symbole möglichst den elektrischen anzugleichen sucht.

Wie bekannt, kann man bei dieser Analogie sowohl die Kraft mit der Spannung und die Geschwindigkeit mit dem Strom vergleichen als auch die umgekehrte Zuordnung wählen. Die erste Betrachtung hat — wie der Verf. im vorletzten Kapitel ausführt — den Vorzug, daß die Größen, die als Ursachen empfunden werden, nämlich Kraft und Spannung einander entsprechen, weshalb sie wohl auch die verbreitetere ist. Dagegen empfiehlt sich für eine Ähnlichkeit in den „Schaltungen" die

zweite Zuordnungsart, welche daher diesem Buch ausschließlich zugrunde gelegt ist. Dabei entsprechen sich:

Kraft	und	Strom
Geschwindigkeit	und	Spannung
Federung	und	Induktivität
Masse	und	Kapazität
rezipr. mech. Widerst.	und	elektr. Widerst.

Dem KIRCHHOFFschen Gesetz von der Umlaufspannung $\Sigma e = 0$ tritt hier die Bedingung gegenüber, daß die Summe der Verschiebungen (Geschwindigkeiten oder Beschleunigungen) längs eines geschlossenen mechanischen Kreises verschwinden muß: $\Sigma x = 0$. Der Gleichheit des Stromes in einem geschlossenen Kreis wird die Gleichheit der Kraft f längs eines elastischen (oder von Reibungswiderständen unterbrochenen) Weges gegenübergestellt. Dort gilt an einem Verzweigungspunkt $\Sigma i = 0$; hier soll entsprechend $\Sigma f = 0$ gelten. Dabei entsteht nun durch die Trägheitskräfte der Massen eine Schwierigkeit, da diese nicht wie Federkräfte durch von anderer Stelle aus an dem Verzweigungspunkt angreifende Elemente in Erscheinung treten. Der Verf. versucht diese prinzipielle Schwierigkeit dadurch zu überwinden, daß er den Begriff der „offenen Kreise" (im Gegensatz zur Elektrotechnik) prägt, ferner daß er das Massensymbol dem Kondensatorsymbol anpaßt und dabei das Verschiebungsfeld im Dielektrikum eines Kondensators mit den mitschwingenden Massen in der Umgebung eines Strahlers vergleicht.

In dieser Darstellungsweise werden zunächst kurz die einfachen Schwingungsgebilde behandelt; während am Schluß des Buches als Beispiel für die Kopplung mehrerer Gebilde die Kettenleiter (diese nur elektrisch) besprochen werden. Dazwischen ist über die Hälfte des Buches der Kopplung von zwei Kreisen bzw. Gebilden gewidmet. Dabei steht im Mittelpunkt das Problem der gekoppelten Tonpilze. Die hier wiedergegebenen Abb. 1 und 2 zeigen das hierzu gehörige Schaltbild und das daraus mit der angegebenen Symbolik entwickelte Schaltschema.

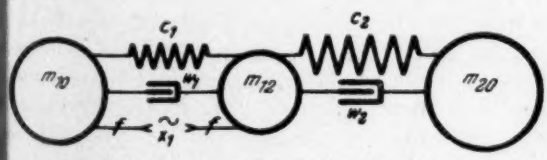


Abb. 1. Zwei gekoppelte Tonpilze

Um die Kopplung zweier Tonräume in ein Schaltschema einzuordnen, sieht sich der Verf. zur Einführung einer Symbolik für das Kopplungsglied genötigt, die in der Elektrotechnik kein Analogon hat und auf einen „bisher unbekannten Stromtransformator" führt. Hier kann auf die Untersuchung von HÄHNLE (Wiss.-Veröff. Siemens 11, S. 1) verwiesen werden, in der gezeigt ist, wie man in solchen Fällen bei Einführung von masselosen Hebeln und idealen Übertragern die Analogien ohne Einführung neuer Symbole durchführen kann.

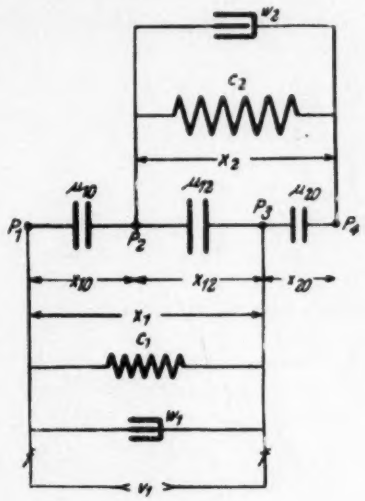


Abb. 2. Massen-Serienkopplung bei Gebildeparallelschaltung

Im letzten Kapitel kommt der Verf. noch auf die seinerzeit als Erstes von ihm entwickelten elektromechanischen Ersatzkreise zu sprechen. Er stellt rückblickend fest, daß die elektromechanischen Gebilde sich wenig zur allgemeinen Aufstellung von Schaltschemen eignen und daß man hierbei besser den Weg der analytischen Darstellung geht. —

Der hier auf breiter Grundlage unternommene Versuch, die mechanischen Schwingungsgebilde in Schaltschemen unterzubringen, wird besonders von den aus der Elektrotechnik hervorgegangenen Akustikern — und das ist die Mehrzahl — lebhaft begrüßt werden, zumal das Buch mit einer Fülle sorgfältig durchdachter und auch dem Auge gefälliger Zeichnungen ausgestattet ist, die Gleichungen sehr übersichtlich geordnet sind und der Text frisch und lebhaft geschrieben ist.

Wer freilich mehr in der Mechanik zu Hause ist und sich auf dem gesicherten Fundament der dynamischen Grundgleichungen und der kinetischen Beziehungen ein gewisses praktisches Gefühl für mechanische Schwinger erarbeitet hat, wird sich gegen die Zumutung sperren, in Schaltschemen umdenken zu sollen. Insbesondere wird er bei § 4 „das Massensymbol", — der geradezu als Prüfstein für die Resonanz des Lesers dienen kann —, darüber verzweifelt sein, daß er die handfesten Massen in neuen Symbolen sehen soll. Auch wird er kaum einsehen, daß das oben wiedergegebene Schaltschema (Abb. 2) übersichtlicher sein soll als die wirkliche

in (Abb. 1) gezeigte Anordnung des gekoppelten Tonpilzes.

Hierzu könnte man zunächst sagen, daß die Freude an Schaltschemen eine Geschmacksache ist, über die sich nicht streiten läßt, und daß es in der Natur der Sache liegt, daß dieselben von denjenigen begrüßt werden, denen sie Neues auf Bekanntes zurückführen.

Damit ist aber das eigentliche Problem der mechanischen Schaltschemen nicht angeschnitten. Die wichtigere Frage ist, ob sich eine eindeutige Zuordnung von mechanischen und elektrischen Gebilden aufstellen läßt, ohne zu willkürlichen Vereinbarungen greifen zu müssen. Dies muß leider verneint werden. Und hier dürfte der wesentliche Grund dafür liegen, daß diese Analogiebetrachtung, wie auch der Verfasser einleitend betont, Gefahren hat. Schon die eingangs erwähnte Tatsache, daß z. B. die Kraft ebensogut durch einen Strom, wie durch eine Spannung ersetzt werden kann, zeigt diesen Mangel an Eindeutigkeit. Aber auch wenn man sich auf eine bestimmte Übersetzungsart festlegt, bleibt immer noch die Willkür in den Koordinaten, von der, — wie KLOTTER am Beispiel des Doppelpendels gezeigt hat (Ing.-Arch. 5, S. 160) — die „Art der Kopplung" abhängt. Wählt man insbesondere Hauptkoordinaten, so fällt bekanntlich jede Kopplung fort. Man kann daher nicht sagen, daß ein gegebenes mechanisches Schaltschema durch ein bestimmtes elektrisches ersetzt wird, sondern nur, daß diese Zuordnung in bezug auf die Wahl bestimmter Koordinaten gilt. Nur in einfachen Fällen, wie sie im vorliegenden Buch behandelt sind, erweist sich meist zwanglos eine bestimmte Koordinatenwahl als die natürliche. Sollen aber die mechanischen Schaltschemata allgemeine Gültigkeit erlangen, und nicht nötig haben, die Übereinstimmung der Gleichungen jedesmal erneut zum Ausgangspunkt zu nehmen, so müßten sie noch mit besonderen Regeln über die Koordinatenwahl ausgestattet sein. Diese Regeln aber würden dann auf willkürlicher Vereinbarung beruhen, sie würden Vorschriften darstellen und keine Gesetzmäßigkeiten.

Am Schlusse seiner Betrachtung über die elektromechanischen Ersatzkreise sagt der Verfasser sehr treffend: „Alles das wissen, heißt, den betreffenden Apparat bereits genau kennen — und ihn genau kennen heißt, auf die Analogie als etwas Überflüssiges und leicht Irreführendes verzichten können. Auf der anderen Seite bietet die rein analytische Methode keine Schwierigkeiten, sondern gestattet in einfacher und physikalisch anschaulicher Weise, die Verhältnisse bei den verschiedenen Wandlern unter den verschiedensten Bedingungen zu übersehen und zu berechnen." Ist man nicht versucht, diese Worte auf die allgemeinen Regeln der mechanischen Schaltschemata zu übertragen?

Dies soll nicht heißen, daß der mechanisch-elektrischen Analogie ihr zweifellos vorhandener Nutzen bei der nachträglichen Diskussion der Wirkungsweise einer Anordnung oder beim Zurückgreifen auf bekannte Formeln aus der Elektrotechnik abgesprochen werden soll, es soll nur festgestellt werden, daß die Grundlage der Analogien nur in der gleichen mathematischen Formulierung besteht und daß es infolge der mangelnden Eindeutigkeit gefährlich sein kann, diese Grundlage a priori durch Schaltschemata ersetzen zu wollen.

Daß der Verfasser trotzdem diesen Versuch einmal unternommen und seine Ergebnisse einer breiten Öffentlichkeit zugänglich gemacht hat, bleibt zweifelsohne dankenswert, und erweist sich, wie auch die vorliegende Diskussion zeigt, als höchst anregend.

Für die tadellose Ausstattung des Buches gebührt auch dem Verlag besondere Anerkennung.

L. CREMER

G. STRAIMER, **Der Kondensator in der Fernmeldetechnik.** Verlag S. Hirzel, Leipzig 1939. Gr.-8°. 229 Seiten mit 267 Abbildungen. Preis brosch. 13,50 RM., geb. 15,— RM.

Dieser sechste Band der von H. FASSBENDER in der „Physik und Technik der Gegenwart" herausgegebenen Buchreihe (dem inzwischen schon weitere gefolgt sind; d. Red.) gibt einen Überblick „über die dem Kondensatorbau der Fernmeldetechnik zugrunde liegenden theoretischen, werkstoffkundlichen und konstruktiven Gesichtspunkte". Der erste Teil des Buches, der den theoretischen Grundlagen gewidmet ist, enthält neben den einschlägigen Kapiteln aus der allgemeinen Theorie des ruhenden und langsam veränderlichen elektrischen Feldes insbesondere Berechnungen über den Plattenschnitt von Drehkondensatoren und den Kapazitätsausgleich von Mehrfach-Drehkondensatoren. Der zweite Teil bringt eine ausführliche „Werkstoffkunde der Dielektriken", in der die Zusammensetzung und Gewinnung sowie die mechanischen und elektrischen Eigenschaften aller im Kondensatorbau verwendeten Isolierstoffe sorgfältig zusammengestellt sind. Besonders interessieren hier die Meßergebnisse über die modernen keramischen Isolierstoffe, wie Kalit, Kerafar, Tempa usw. Im dritten Teil, der den „technischen Kondensator" behandelt, finden sich Abbildungen und Beschreibungen neuzeitlicher Kondensatortypen, wie Papier-Wickelkondensatoren, Elektrolytkondensatoren, kleine Festkondensatoren, Drehkondensatoren, Trimmerkondensatoren, Kondensatoren für Hochfrequenz bei hoher Spannung, Entstörungskondensatoren usw.

Das Buch ist ein wertvolles Nachschlagewerk für alle, die mit der Herstellung von Kondensatoren zu tun haben oder Kondensatoren praktisch verwenden.

KIRSCHSTEIN

H. K. Dunn and S. D. White, **Statistical Measurements on Conversational Speech.** J. Acous. Soc. Am. 11 (1940), H. 3, S. 278.

Die Verteilung der Sprachenergie auf die verschiedenen Frequenzbereiche ist eine wichtige Frage bei vielen Übertragungs- und Wiedergabeproblemen. Als Fortführung einer Arbeit von Sivian vom Jahre 1929 und zugleich als Überblick über die Arbeiten in den Bell Telephone Laboratories auf diesem Gebiete während des letzten Jahrzehnts wird über statistische Messungen an Unterhaltungssprache berichtet.

Die Versuchspersonen lasen englischen Unterhaltungstext mit normaler Lautstärke. Das benutzte Kondensatormikrophon befand sich in 30 cm Abstand vom Mund des Sprechers. Die Sprachenergie wurde in zwölf Frequenzbereiche aufgeteilt mit Hilfe von Filtern, die von 62,5 bis 500 Hz je 1 Oktave und von 500 bis 8000 Hz je $^1/_2$ Oktave Bandbreite besaßen; oberhalb von 8000 Hz wurde ein Hochpaßfilter verwendet. Da die Messungen mit den einzelnen Filtern nacheinander ausgeführt wurden, wurde die mittlere Lautstärke des Sprechers mit einem besonderen Instrument kontrolliert und bei den verschiedenen Messungen berücksichtigt. Auf das Filter folgte ein Satz von Thyratrons. Die Mindesteingangsspannungen, nach deren Überschreiten die einzelnen Thyratrons zündeten, unterschieden sich jeweils um bestimmte Beträge, z. B. 6 db. Jedes Thyratron war mit einem Relais und einem Zählwerk verbunden. Mittels einer Zeitschaltung wurde die Filterausgangsspannung in regelmäßigen Abständen kurzzeitig, z. B. alle $^1/_4$ sec für die Dauer von $^1/_8$ sec mit dem Eingang der Thyratrons verbunden. Die Thyratrons, die während des kurzen Intervalls gezündet hatten, wurden in der darauffolgenden Pause wieder gelöscht. Nach genügend langer Sprechdauer (etwa 2,5 min für einen Frequenzbereich) wurde aus der Zahl der Zündungen für die einzelnen Thyratrons festgestellt, bei wieviel Prozent der gemessenen Zeitintervalle für den betrachteten Frequenzbereich eine bestimmte Eingangsspannung bzw. ein bestimmter Schalldruck am Mikrophon vorlag. Die zu gleichen Prozentzahlen gehörenden Schalldrucke wurden dann über den verschiedenen Frequenzbereichen aufgetragen. Statt, wie eben geschildert, mit Hilfe der Thyratrons die Spitzenspannungen während der Zeitintervalle zu messen, wurde bei anderen Messungen durch Hinzunahme eines quadratischen Röhrengleichrichters auch der Effektivwert bestimmt. Beim Vergleich dieser Messungen zeigte sich, daß das Verhältnis zwischen Spitzenspannung und Effektivwert mit wachsender Frequenz ansteigt. Bei einer Vergrößerung des Zeitintervalls von $^1/_8$ sec auf $^1/_4$ sec ergaben sich nur geringe Änderungen der Meßwerte. Für die Kurven wurden meistens die Mittelwerte von 6 männlichen oder 5 weiblichen Sprechern benutzt. Auch Beispiele für mögliche Abweichungen bei den einzelnen Sprechern werden angegeben.

Aus den Effektivwert-Messungen für kurze Zeitintervalle wurde das mittlere Quadrat des Schalldrucks für ein sehr langes Zeitintervall bestimmt und als Mittelwert für mehrere Sprecher über der Frequenz aufgetragen. Aus diesem Spektrum, das für eine Entfernung von 30 cm vom Mund des Sprechers gilt, wurde unter Berücksichtigung der Feldverzerrungen durch den menschlichen Kopf das mittlere Spektrum der insgesamt abgestrahlten Energie für Unterhaltungssprache ermittelt. Das Integral dieser Kurve, das ein Maß für die Gesamtsprechleistung ergibt, wurde ebenfalls bestimmt. Es ergaben sich als Mittelwerte über lange Sprechzeiten mit Einschluß der gewöhnlichen Sprechpausen für die Gesamtsprechleistung bei Männern 34 μW und bei Frauen 18 μW, wobei jedoch die Unterschiede bei den einzelnen Versuchspersonen recht groß waren.

Die Kurven für das Energiespektrum der Unterhaltungssprache weichen von den von Crandall und MacKenzie im Jahre 1922 veröffentlichten Kurven etwas ab. Die Unterschiede können durch die Verbesserung der Meßmethode gegenüber 1922 erklärt werden.

Nach einem von Sivian 1929 beschriebenen statistischen Meßverfahren, das ebenfalls wesentlich verbessert werden konnte, wurde die Verteilung der Momentanwerte des Schalldrucks von einem männlichen Sprecher aus 5000 Einzelmessungen gemessen und mit den entsprechenden Kurven für die Spitzen- und Effektivwerte bei einer Intervallänge von $^1/_8$ sek und ohne Benutzung der Filter verglichen. In einem weiteren Beispiel wurde statt der Sprache Orchestermusik untersucht. Auch die Verteilung der Momentanwerte für die thermische Rauschspannung eines Widerstandes von 1000 Ohm wurde gemessen. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen Verteilung, was einen Beweis für die Brauchbarkeit des Meßverfahrens darstellt.

Am Schluß der Arbeit wird noch die Möglichkeit von systematischen Fehlern, die durch Phasenverzerrungen in der Apparatur entstehen können, diskutiert. W. Lippert

Hans Löhnert, **Intonation und Lautgebung in der Aussprache von Ramsay Macdonald.** Mit 83 Tafeln. Heft 8 der Experimentalphonetischen Untersuchungen: Lebendige Sprache. Walter de Gruyter, Berlin 1939. Preis 8,— RM.

Der Arbeit liegt eine Schallplatte zugrunde (Columbia 5341): Labour Party 1929 Election, Teil I: Unemployment, Teil II: World Place, die Macdonald als politischen Redner zeigt. Die Auswertung erstreckt sich wie bei den anderen Heften der Reihe (s. Akust. Z. 5, 1940, S. 54) auf Fest-

stellung der Quantität der Vokale und Konsonanten, sowie die Sprachmelodie. Dabei zeigt sich, daß die Redeweise von M. stark schottische Merkmale aufweist. Alle zusammenfassenden und vergleichenden Diagramme lassen deutlich die zuweilen extrem tiefe Stimmlage des Redners erkennen. Im übrigen ist die Vortragssprechweise M.s wie bei den meisten Engländern nicht wesentlich von der Alltagssprechweise verschieden. Bei emphatischer Sprache erniedrigt sich die Stimmlage und besitzt Eigenarten in der Aussprache kurzer Vokale vor stimmhaften Verschlußlauten, die auf den Dialekt zurückgehen.

Lisa Harder, **Die phonetischen Mittel des Vortrags bei R. Macdonald.** Mit 81 Tafeln. Heft 9 der Experimentalphonetischen Untersuchungen: Lebendige Sprache. Walter de Gruyter, Berlin 1939. Preis 8.— RM.

Auf der ausgewerteten Schallplatte: Columbia 9779: Robrt Burns: A man amongst men ist eine Gedenkrede M.s auf R. Burns aufgezeichnet. M. rezitiert darin einige Strophen B.scher Lyrik. Zur Auswertung wurde die Umdrehungszahl der Platte herabgesetzt und das Oszillogramm mit einem elektromagnetischen Schreiber auf Rußpapier übertragen. Dadurch gelang noch die deutliche Erkennung von 3000 Hz, so daß die Genauigkeit der Lautabgrenzung vergrößert werden konnte. Auffallend sind, wie bei der vorher besprochenen Arbeit, die Kürze der Laute vor stimmhaften Explosivlauten und das Fehlen von Überdehnungen kurzer Vokale vor Nasallauten, worin eine Eigenart schottischen Dialekts erkannt wird. Die geringe Schwankungsbreite der Konsonantenquantität gegenüber der der Vokale ist natürlich. Charakteristisch ist die monotone Melodieführung im Gefühlston.

Beide besprochenen Arbeiten, die wieder viel Material zur experimentalphonetischen Erkenntnis der fremden Sprache bringen, enthalten wie die anderen Hefte statistische Übersichten, Melodiekurven des gesamten Textes, die zweitgenannte auch die Ketterersche Projektionsdarstellung des Melodiekurvenverlaufs. W. Lottermoser

Gioachino Pasqualini, **L'elettroacustica applicata alla liuteria** (Elektroakustik im Geigenbau). Rom 1940, Auszug aus dem „Annuario della R. Accademia di S. Cecilia" 1938/39.

Pasqualini, Konzertmeister am orchestra stabile della R. accademia di S. Cecilia Rom, führt die einleitenden Untersuchungen im Institut für menschliche Physiologie der Universität Rom durch. Er bedient sich dabei einer vor etwa 3 Jahrzehnten von Baglioni bei Untersuchungen an meistens fremdländischen Instrumenten alter Kulturen angewandten Methode, den Resonanzkörper durch Aufsetzen schwingender, in der Frequenz veränderbarer Stimmgabeln zu erregen (Frequenzbereich 194—870 Hz). Beobachtet werden subjektiv Stärke und Dauer der Resonanz. In Abhängigkeit vom Ort der Erregung auf dem Geigenkörper lassen sich dabei gewisse dem normalen Geigenkörper eigentümliche Gesetzmäßigkeiten feststellen und selbst die klangliche Güte einer Geige drückt sich in Dauer und Stärke der Resonanz aus.

Zur Kontrolle und Erweiterung dieser Versuche werden objektive und präzisere Methoden im „Istituto Nazionale di Elettroacustica O. M. Corbino" der Nationalen Forschungsgemeinschaft benutzt. Die Erregung der Geige erfolgt nunmehr kapazitiv. Zwar kann es sich bei der nur senkrecht zum Geigenkörper wirkenden Erregung nicht um eine genaue Nachbildung der Saitenerregung handeln, da aber nach früheren Untersuchungen (Akust. Z. 2 Heft 2, 1937, S. 62) vor allem die senkrecht zur Decke liegende Komponente der Saitenschwingung von Bedeutung ist, wird geschlossen, daß diese Einschränkung mehr offensichtlich als wesentlich ist. Die angelegte Spannung von 200 Volt Gleichstrom und 20 Volt Wechselstrom genügt nicht, meßbare akustische Effekte zu erzielen. Doch sind die Körperamplituden genügend groß, um kapazitiv in der Rieggerschen Hochfrequenzschaltung nach der Methode der halben Resonanzkurve (von Backhaus u. a. angewandt) gemessen werden zu können. Die Untersuchungen erstrecken sich von 0—4000 Hz, bringen also erstmals quantitative Aussagen über die Ausbildung von Eigenfrequenzen unterhalb des Spielbereichs der Geige, d. h. unterhalb von 194 Hz. Die Meßergebnisse sind in Form von Frequenzkurven niedergelegt.

Das wichtigste Ergebnis der Untersuchungen besteht darin, daß unzweifelhaft bei allen normalen Violinen das Vorhandensein einer bisher nicht gefundenen tiefen Eigenfrequenz feststeht, die sich um 60 Hz bewegt. Bei schlechten Geigen ist weiter eine größere Spannung nötig, um Kurven gleicher Höhe zu erhalten als bei guten Geigen, insbesondere steigen die Amplituden im Bereich von 80—2000 Hz mit zunehmender Güte an. Die Methode eignet sich daher zur Feststellung der musikalischen Güte von Geigen. Die Zargen nehmen an der Schwingungsbewegung wenig teil, was durch Einbau von Aluminiumzargen bewiesen wird. Hier zeigen sich auch Ausblicke auf technische Anwendungen der Ergebnisse. Schließlich wird die Übereinstimmung subjektiver Beobachtungen des Lackeinflusses mit physikalischen Untersuchungen (Akust. Z. 2 Heft 1, 1937, S. 22) festgestellt. Meinel

Selective Amplification in Hearing Aids. J. Acous. Soc. Am. 11 (1940); N. A. Watson and V. O. Knudsen, S. 406.

Die Untersuchung behandelt das Problem der Anpassung von Hörhilfsgeräten an die individuellen

Hördefekte von Schwerhörigen; die Verfasser beschränken sich hierbei auf monaurale Luftschallübertragung.

Bei reiner Leitungsschwerhörigkeit sind sowohl die Hörschwellen wie die Fühlschwellen erhöht; man kann daher in erster Annäherung annehmen, daß das Hörfeld nur eine Parallelverschiebung in Richtung größerer Schallstärken erfährt. Infolgedessen ist zu erwarten, daß eine frequenzunabhängige Verstärkung den Hördefekt auszugleichen vermag. Bei typischer Perzeptionsschwerhörigkeit liegen dagegen nur die Hörschwellen über den Normalwerten — und zwar meistens besonders ausgeprägt bei höheren Tonfrequenzen —, während die Fühlschwellen entweder normal oder unternormal sind. Da das Hörfeld infolgedessen verkleinert und deformiert ist, kann eine frequenzunabhängige Verstärkung nur beschränkten Nutzen gewähren; doch ist zu erwarten, daß die Wirkung durch eine individuell angepaßte selektive Verstärkung zu erhöhen ist.

Die Prüfung der Hörverbesserung wurde nach dem Silbenverfahren von FLETCHER und STEINBERG durchgeführt. Die Prüfsilben wurden auf Schallplatten aufgenommen. Die Wiedergabeapparatur war so korrigiert, daß die Sprache praktisch unverzerrt an das Ohr der Versuchsperson gelangte. Der Pegel konnte in einem weiten Bereich oberhalb und unterhalb des Aufnahmepegels verändert werden. Durch passende Regelglieder waren vorgegebene selektive Verstärkungen einzustellen.

Die Messungen mit frequenzunabhängiger Verstärkung an Schwerhörigen zeigen, daß der Anstieg der Silbenverständlichkeit mit zunehmender Pegelhöhe flacher oder steiler als bei Normalhörigen sein kann (Abb. 1). Es darf daher nicht ohne weiteres aus dem Sprach-Hörverlust an der Schwelle der Sprachverständlichkeit auf den Sprach-Hörverlust bei überschwelligen Pegeln geschlossen werden. Maßgebend für die Hörverbesserung durch ein Hörhilfsgerät ist der Sprach-Hörverlust beim „angenehmsten" Pegel; dieser Pegel liegt bei einigen Patienten nahe der Erträglichkeitsgrenze, bei anderen jedoch beträchtlich unterhalb derselben. Der Sprach-Hörverlust beim angenehmsten Pegel ist bei vorwiegender Perzeptionsschwerhörigkeit stets größer als an der Schwelle. Bei vorwiegender Leitungsschwerhörigkeit besteht praktisch kein Unterschied. In einzelnen Fällen (Otosklerose) von kombinierter Schwerhörigkeit waren die Sprach-Hörverluste beim angenehmsten Pegel kleiner als an der Schwelle.

Die Untersuchungen bei selektiver Verstärkung zeigten, daß das Urteil des Patienten über die Art der anzuwendenden Verstärkung durchaus unzuverlässig ist. Sehr oft erklärt er einen Verstärker, der gerade die von ihm gut gehörten Frequenzen bevorzugt, als den besten, während er behauptet, mit einem gut angepaßten Gerät nur schlecht zu hören. Dieser Effekt beruht jedenfalls darauf, daß der Patient bestimmter Teilfrequenzen der Sprache so entwöhnt ist, daß er ihre Wahrnehmung zunächst mehr als eine Störung als eine Verbesserung der Wiedergabe empfindet. In solchen Fällen kann durch

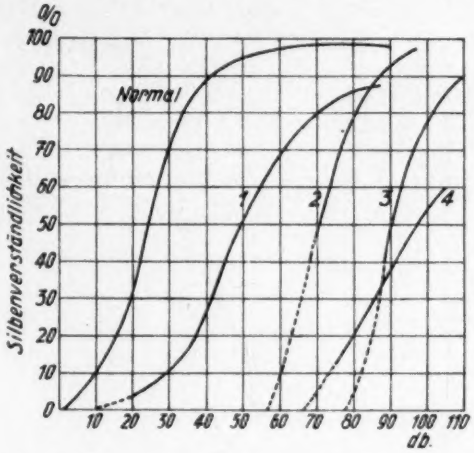


Abb. 1. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit vom Pegel über der normalen Sprach-Hörschwelle

1. Reine Perzeptionsschwerhörigkeit; 2. u. 3. Kombinierte Schwerhörigkeit bei vorwiegender Leitungsschwerhörigkeit; 4. Kombinierte Schwerhörigkeit bei vorwiegender Perzeptionsschwerhörigkeit

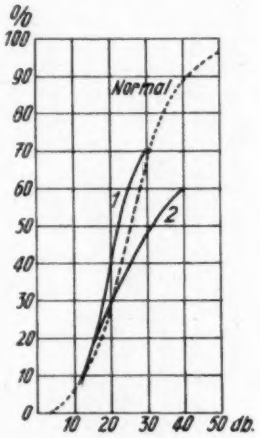


Abb. 2.

Wirkung zweier Hörhilfsgeräte bei Fall 4 Abb. 1

1. Angepaßte selektive Verstärkung;
2. Frequenzunabhängige Verstärkung

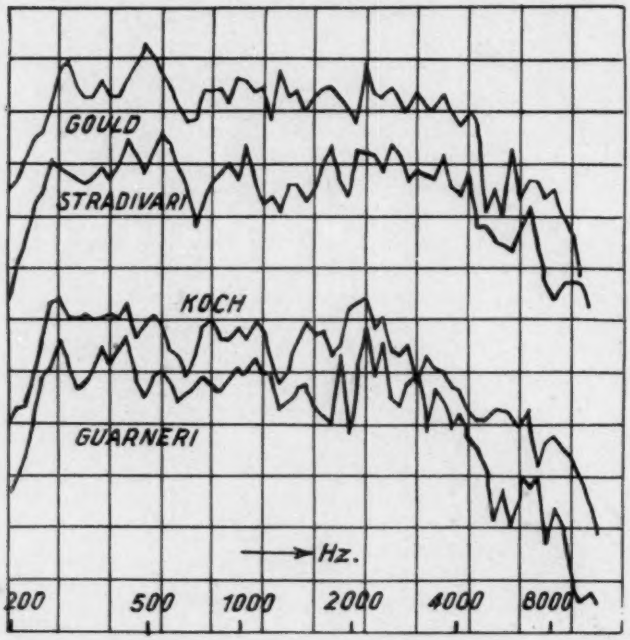
Übung und Gewöhnung die Sprachverständlichkeit stark erhöht werden.

Um beim Verschreiben von Hörhilfsgeräten das Werturteil des Patienten auszuschalten, wurde von den Verfassern ein Verfahren ausgebildet, das die Frequenzkurve optimaler Anpassung aus der „angenehmsten Kurve gleicher Lautstärke" ableitet. Zur Bestimmung der letzteren dient ein Bezugston (1000 Hz oder auch tiefer), dessen Schallstärke auf den dem Patienten angenehmsten Pegel eingeregelt ist. Aus der Frequenzkurve optimaler Anpassung ergibt sich dann unmittelbar das geeignetste technische Gerät. Silbenverständlichkeitsmessungen, die

unter Anwendung des so ermittelten Gerätes durchgeführt wurden, zeigten, daß die Sprach-Hörverluste nahezu unabhängig vom Wiedergabepegel der Schallplattenapparatur ausgeglichen werden können. Die selektive Verstärkung ermöglicht es, die Form der Silbenverständlichkeitskurven ohne Hörhilfsgerät (Abb. 1, Fall 4) der Form der Silbenverständlichkeitskurve der Normalhörenden anzupassen (Abb. 2). Da diese Formabweichungen hauptsächlich ein Charakteristikum der Perzeptionsschwerhörigkeit sind, hat die selektive Verstärkung auch nur in Fällen von Perzeptionsschwerhörigkeit eine besondere Wirkung. Bei Leitungsschwerhörigkeit genügt tatsächlich eine frequenzunabhängige Verstärkung vollauf. GEFFCKEN

F. A. SAUNDERS. **A Scientific Search for the Secret of Stradivarius.** J. Franklin Inst. Nr. 1, Jan. 1940, S. 1—20.

Die durch einen privaten Gönner ermöglichten und seit einigen Jahren durchgeführten Untersuchungen an Geigen (Referat über die erste Arbeit vgl. Akust. Z. 3 (1938), Heft 3, S. 101) werden unter der bisherigen Zielsetzung — Aufdeckung der objektiven Kennzeichen klanglich hervorragender



Paare ähnlicher Frequenzkurven

Geigen und der bautechnischen Ursachen ihrer klanglichen Güte — weitergeführt. Von einigen Dutzend der besten alten und von etwa 30 guten und schlechten neuen Geigen (also von einem wirklich umfangreichen Material; d. Ref.) liegen nunmehr Frequenzkurven vor. Wie früher, wurden dabei die Geigen in Halbtonabständen von Hand aus angestrichen, wobei es nach den Ergebnissen des Verfassers nichts ausmacht, wer die Geigen spielt, wenn nur der Geiger einen gleichmäßigen Ton zu spielen vermag (über die sonstigen Umstände der Frequenzkurvenaufnahme vgl. früheres Referat). Neben diesen objektiven Untersuchungen wird ein Versuch zur Frage der subjektiven Beurteilung des Geigenklanges im Auditorium des Franklin Institut (170 urteilende Personen) durchgeführt, bei dem drei Geigen, eine Stradivari und zwei gute neue Geigen (KOCH, Dresden, und MOENNIG, Philadelphia) miteinander verglichen wurden. Die wesentlichsten Ergebnisse sind folgende:

Der subjektive Vergleich zeigt eine auffällige Unsicherheit im Erkennen der Stradivari-Geige. Nur ein Drittel der Zuhörer erkannte die Stradivari sicher, ein bemerkenswerter Teil erklärte im vornherein, unsicher zu sein, etwa 50 Personen glaubten dagegen, nicht unsicher zu sein, und von diesen trafen doch nur etwa die Hälfte das Richtige.

Auf Grund der physikalischen Untersuchungen wird festgestellt, daß die besten Geigen eine gleichmäßige Frequenzkurve besitzen mit einer kleinen Erhöhung zwischen 2000 und 3000 Hz, die dem Klang einen kraftvollen Charakter verleiht, und einem starken Abfall über 5000 Hz, der dem Klange Weichheit gibt. Beste altitalienische und neue Geigen sind in ihren Frequenzkurven nicht wesentlich verschieden. Ein Bild des Grades der Ähnlichkeit der Frequenzkurven zeigt die Abbildung, die zwei Paare solcher Kurven enthält. Die untere Kurve jeden Paares stammt immer von einer altitalienischen, die obere von einer neuen Geige. Die Schalldrucke sind logarithmisch aufgetragen, der Abstand zwischen zwei waagerechten Linien beträgt 10 db. Auch werden einander ähnliche Durchschnittskurven einer Gruppe von 10 besten alten und einer von 10 sehr guten neuen Geigen gezeigt, wobei nach dem Verfasser gar nicht viel unter den Geigen zu wählen war, um die Durchschnittskurven ähnlich zu bekommen.

Aus diesen Ergebnissen und aus der öfters anzutreffenden Ansicht, daß die alten Geigen unzweifelhaft ein undefinierbares Etwas haben, das vom Spieler wohl gefühlt wird, wenn es auch der Zuhörer nicht hört, wird geschlossen, daß der Unterschied zwischen alten und neuen Geigen nicht in der Tonqualität begründet liegt, sondern in irgend etwas anderem, vermutlich in der den Geigern bekannten besseren Ansprache der alten Geigen. Die Geigen werden deshalb in einem weiteren Versuch mit einer Streichscheibe, die mit meßbarem Druck an die

Saiten gelegt werden kann, angestrichen, und die Scheibe wird nur so weit angedrückt, daß gerade eben ein sauberer Klang entsteht. Die so erhaltenen Mindestdrucke, die in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen und jeweils über eine Oktave gemittelt werden, sind für die neuen Geigen gewöhnlich etwas größer als für die alten. Dieser Unterschied wird für die leichte und schnelle Ansprache einer Geige als sehr wichtig angesehen und deshalb wird in ihm die eigentliche Ursache der besonderen Güte alter Geigen erblickt.

Schließlich wird noch auf die hohe Bedeutung von baulichen Änderungen am Steg hingewiesen und auf eine Wiederholung und Bestätigung von Untersuchungen zum Lackeinfluß. MEINEL

JOHN R. PELLAM. **Sound Diffraction and Absorption by a Strip of Absorbing Material.** J. Acous. Soc. Am. 11 (1940), S. 396.

Die Wirkung eines schallschluckenden Stoffes ist nicht nur von der Größe, sondern auch von der Form und der Verteilung der absorbierenden Fläche abhängig. Für den einfachen zweidimensionalen Fall eines unendlich langen schallschluckenden Streifens der Breite d mit einem reellen Wandwiderstand z in einer unbegrenzten ebenen starren Wand läßt sich die geschluckte Energie exakt berechnen. Die mathematischen Schwierigkeiten des Problems lassen sich durch Einführung von elliptischen und hyperbolischen Zylinderkoordinaten (ε, Φ) überwinden.

$$x = \frac{d}{2} \cdot \mathfrak{Cof}\, \varepsilon \cdot \cos \Phi \qquad x \text{ parallel zur Wand}$$

$$y = \frac{d}{2} \cdot \mathfrak{Sin}\, \varepsilon \cdot \sin \Phi \qquad y \text{ senkrecht zur Wand}$$

Die periodischen Lösungen der Wellengleichung in diesen Koordinaten sind durch die geraden und ungeraden MATTHIEUschen Funktionen vom Winkeltyp $Se_m(\pi\, d/\lambda,\ \cos \Phi)$ bzw. So_m und vom Radialtyp $Re_m(\pi\, d/\lambda,\ \mathfrak{Cof}\, \varepsilon)$ bzw. Ro_m gegeben, wobei m eine Ordnungszahl darstellt. Es ist:

$$\int_0^{2\pi} [Se_m]^2\, d\Phi = N_m\,, \qquad \int_0^{2\pi} [So_m]^2\, d\Phi = N'_m\,,$$

$$Re_m^{I}(\pi\, d/\lambda,\ 1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot \lambda_m}}\,,$$

$$Re_m^{II}(\pi\, d/\lambda,\ 1) = -\sqrt{2\pi \cdot \mu_m}\,.$$

λ_m und μ_m sind Konstanten. Die numerische Auswertung dieser Funktionen wurde von P. M. MORSE und P. J. RUBENSTEIN (Phys. Rev. 54 (1938), S. 895) durchgeführt und tabelliert.

Man kann nun den Druck in einer ebenen Welle, die in der x, y-Ebene mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ fortschreitet und die Wand unter dem Winkel u trifft, durch solche Funktionen ausdrücken und findet dann mit Hilfe der Grenzbedingung an der schluckenden Oberfläche den resultierenden Druck. Durch Integration über die Streifenoberfläche ergibt sich der effektive Absorptionskoeffizient α_E, d. h. das Verhältnis der absorbierten Energie zu dem Anteil der einfallenden Energie, der bei senkrechtem Einfall geometrisch auf den Streifen entfällt:

$$\alpha_E = \frac{8\pi}{\pi\, d/\lambda} \cdot \sum_m [A_m + A_m^2] \cdot \frac{Se_m^2(\pi\, d/\lambda,\ \cos u)}{N_m}\,.$$

A_m ist $\varrho\, c/z$ proportional und von $\pi\, d/\lambda$ und u in komplizierter Weise abhängig. Es wurde durch fortgesetzte Näherung für die Winkel $u = 0^0$, 60^0, 90^0 bei $\pi\, d/\lambda = 0{,}4;\ 1;\ 2$ berechnet. Bei kleinen A_m ist dementsprechend α_E proportional $\varrho\, c/z$. Der Absorptionskoeffizient α_f einer unbegrenzten

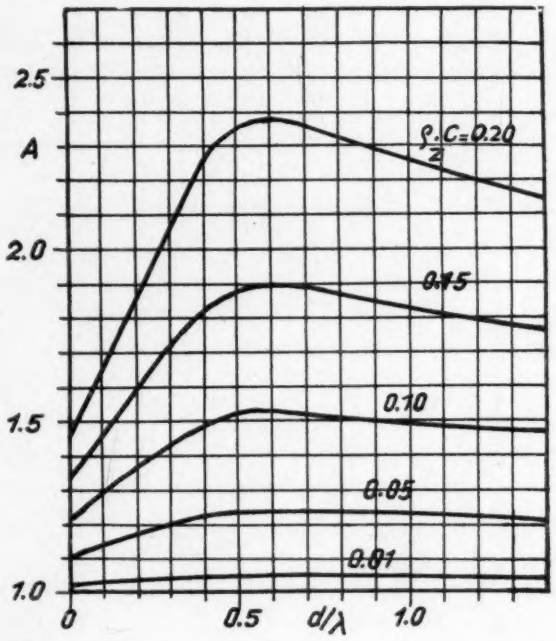


Abb. 1. Verlauf des Formfaktors A in Abhängigkeit von der Breite d/λ für senkrechten Einfall $u = 90^0$

ebenen schluckenden Fläche ist bei senkrechtem Einfall

$$\alpha_f = \frac{4\, \varrho\, c/z}{[1 + \varrho\, c/z]^2}\,.$$

Der Quotient A der beiden Absorptionskoeffizienten, der sogenannte Formfaktor, stellt also das Verhältnis der von dem Streifen absorbierten Energie zu der Energie dar, die von dem gleichen Streifen als Teil einer unbegrenzten schluckenden Wand bei senkrechtem Einfall absorbiert wird:

$$A = \alpha_E/\alpha_f\,.$$

A wird in Form von Kurven für die Winkel $u = 90^0$ (senkrechter Einfall) (s. Abb. 1), 60^0, 0^0 bei bestimmten $\varrho\, c/z$ als Funktion der Breite d/λ angegeben. Für die Abhängigkeit von der Frequenz ist der Frequenzgang von z zu berücksichtigen.

Ein absorbierender Stoff ist also in Streifen wirksamer als in einem großen Stück, bei senkrechtem Einfall insbesondere dann, wenn die Streifen mit einem Absorptionskoeffizienten $> 0{,}5$ eine halbe Wellenlänge breit sind. Je „absorbierender" ein Stoff ist, um so mehr stört er das Schallfeld und um so mehr Energie entzieht er seiner Umgebung. Für sehr kleine, in Abb. 1 nicht erreichte Werte von z, tritt Reflexion ein. Der „Resonanz"-Effekt der Absorption tritt nur bei senkrechtem Einfall auf; bei streifendem Einfall liegt das Maximum bei einer Streifenbreite von mehr als einer Wellenlänge, während bei der halben Wellenlänge eine leichte Einsenkung auftritt, welche durch Interferenz erklärt wird. Bei anderen Einfallswinkeln erhält man Zwischenformen für den Kurvenverlauf.

Es ergibt sich ein interessanter Vergleich mit einer Rechnung von Morse und Rubenstein (s. Literaturstelle oben) für einen Schlitz in einer reflektierenden Wand. Der Faktor T (Abb. 2), der A entspricht, ist dabei das Verhältnis der durch den Spalt durchtretenden Energie zu dem Anteil der einfallenden Energie, der bei senkrechtem Einfall geometrisch auf die Spaltfläche entfällt. Im Gegensatz zu A geht T nach unendlich für sehr kleine Werte von d/λ. Diese Tatsache wird dadurch erklärt, daß ein Schlitz einen unbegrenzt großen Luftstrom erlaubt, während dieser bei einem Schluckstoffstreifen durch dessen Widerstand begrenzt wird.

Die Resultate, welche für einen unendlich langen Streifen in einer unbegrenzten Wand gelten, werden für einen Streifen in einem geschlossenen Raum etwas verändert sein; man wird jedoch nur geringe Änderungen von A zu erwarten haben, wenn de Streifen genügend lang ist und genügend große Abstand von den Raumecken hat.

K. Tamm

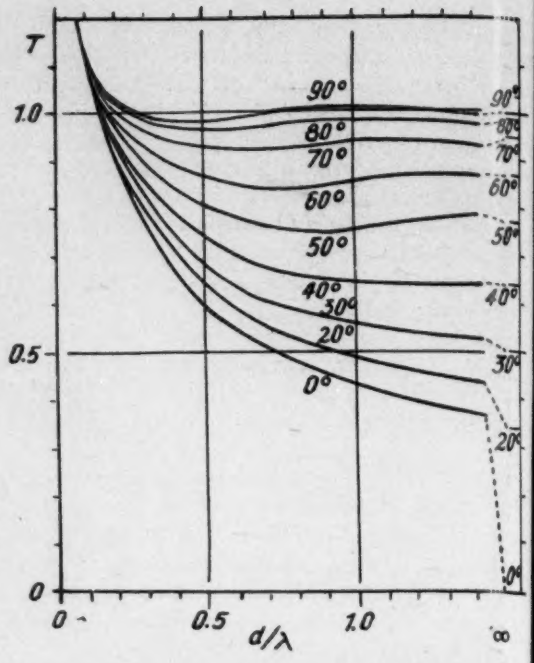


Abb. 2. Verlauf des Durchgangsfaktors T in Abhängig keit von der Breite d/λ für verschiedene Einfallswinkel

NACHRICHTEN

Dr. h. c. Alexander Behm feierte am 11. November d. Js. seinen 60. Geburtstag. Geboren in Sternberg/(Mecklbg.) war er eine Zeitlang Assistent des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe. Durch die Titanic-Katastrophe im Jahre 1912 angeregt, beschäftigte er sich intensiv mit der Frage der Schallecholotung in Wasser. Das von ihm zu großer Vollkommenheit entwickelte Behm-Lot verwendet die Detonation einer kleinen Patrone oder den Ton eines Membranschlagtonsenders als Schall, der einen nach Art eines Federchronographen gebauten Kurzzeitmesser in Bewegung setzt. Das vom Meeresgrund zurückkehrende Echo hält den Kurzzeitmesser an, dami ist bei bekannter Schallgeschwindigkeit die Wasser tiefe angezeigt. Diese Ausführungsform stellte zu ersten Male ein brauchbares Echolot dar, ein Hilfs mittel der Schiffahrt, das sich seither für di Sicherheit des Schiffsverkehrs als unentbehrlich erwiesen hat. Auch in der Luftfahrttechnik fan das Behm-Lot mit Erfolg Eingang.

Die großen Verdienste, die sich Behm um di Schaffung eines Echolotes erworben hat, wurde auch in einer für die Allgemeinheit sichtbaren Weis durch Verleihung des Ehrendoktor der Universitä Kiel anerkannt.

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil ver antwortlich A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Hein G m. b H. Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany

Praktische Lärmbekämpfung

nach wissenschaftlichen Erkenntnissen

gegen Schallübertragung durch Bauteile, gegen Halligkeit lärmerfüllter Räume, zur Hörsamkeitsregelung von Sälen, gegen Erschütterungsübertragung von Maschinen

Ausstattung von Schallmeßräumen

Bewährte Dämmstoffe und Methoden
Erste Referenzen

Werner GENEST GmbH. - Berlin-Neukölln A,
Hermannstr. 258, Tel. 602066
Stuttgart-N Wien IV/50

GENEST

ELEKTRISCHE KIPPSCHWINGUNGEN

WESEN UND TECHNIK

VON ING. HEINZ RICHTER

X, 154 Seiten. 8°. Brosch. 10,— RM., Leinen 11,50 RM.

I. Das Wesen der Kippschwingungen: A. Definitionen — a) Allgemeines — b) Zeitlicher Verlauf — c) Frequenz und Schwingungsdauer — d) Amplitude und Mittelwert — e) Freie und erzwungene Schwingungen. — B. Analyse und Synthese der Kippkurve — a) Allgemeines — b) Analyse der Kippkurve — c) Synthese einer Kippschwingung aus unverzerrten Sinuswellen — d) Besondere Bedeutung der Hinlaufform. — C. Die Physik der freien Kippschwingungen — a) Ein Beispiel zur Schwingungserzeugung — b) Die physikalischen Gesetzmäßigkeiten — c) Quantitative Behandlung der freien Kippschwingungen. — D. Die Physik der erzwungenen Kippschwingungen — a) Die Erzeugung erzwungener Kippschwingungen — b) Die drei Schwingungsarten — c) Die Grundgleichungen — d) Die physikalischen Vorgänge bei der Synchronisierung e) Sonderfälle des Synchronismus — f) Schlußbetrachtungen.

II. Technik und Wirkungsweise der Kippgeneratoren: A. Grundsätzliches über Kippgeneratoren — a) Einteilungsmöglichkeiten — b) *C*-Schaltungen c) *L*-Schaltungen — d) Die Synchronisiereigenschaften der Kippgeneratoren — e) Die Linearisierung des Anstiegs — f) Technik der Synchronisierung. — B. Kippgeneratoren der Praxis, Arbeitsweise, Dimensionierung und Eigenschaften — a) *C*-Schaltungen — b) *L*-Schaltungen. — C. Modulation von Kippschwingungen. — D. Allgemeine Eigenschaften der Kippgeneratoren in der Praxis — a) Amplitudenkonstanz — b) Frequenzkonstanz — c) Synchronisierkonstanz — d) Konstanz der Kurvenform e) Amplitudengrenzen — f) Frequenzgrenzen — g) Synchronisiergrenzen — h) Grenzen der Hinlauflinearität.

III Übertragung und Verstärkung von Kippschwingungen: A. Die Verstärkung von Kippschwingungen — a) Spannungsverstärker — b) Stromverstärker. — B Die Transformierung von Kippschwingungen — C. Die Übertragung von Kippschwingungen auf größere Entfernungen.

IV. Meßtechnische Untersuchung von Kippschwingungen: A. Frequenzanalyse durch Überlagerung — B Oszillographische Analyse.

V. Anwendungen der Kippschwingungen: A. Anwendungen in der Elektrotechnik — a) Oszillographie — b) Meßtechnik — c) Fernsehtechnik d) Sonstige elektrische Anwendungen — B Anwendungen in sonstigen Zweigen der Technik — a) Elektrische Orgel — b) Trautonium — c) Raumakustische Untersuchungen — d) Verkehrsregelung — e) Zeitschalter — f) Tonfilmtechnik

Erschienen am 12. Dezember 1940

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG C 1